

# NUCLEAR AND RADIOCHEMISTRY

Second Edition

GERHART FRIEDLANDER

Senior Chemist, Brookhaven National Laboratory

JOSEPH W. KENNEDY

Late Professor of Chemistry, Washington University,  
St. Louis

JULIAN MALCOLM MILLER

Professor of Chemistry, Columbia University

JOHN WILEY & SONS, INC., NEW YORK · LONDON · SYDNEY

1964

Г. Фридлендер, Дж. Кеннеди, Дж. Миллер

# ЯДЕРНАЯ ХИМИЯ И РАДИОХИМИЯ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

канд. хим. наук Е. Н. АВДОНИНОЙ  
канд. физ.-мат. наук Р. Г. ВАСИЛЬКОВА

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

чл.-корр. АН СССР В. И. ГОЛЬДАНСКОГО  
и канд. физ.-мат. наук Б. Г. ДЗАНТШЕВА

Издательство «Мир» Москва 1967

Книга написана крупными специалистами, внесшими большой вклад в рассматриваемую ими область науки. Она представляет собой новое, сильно расширенное и обновленное издание известной книги Фридлендера и Кеннеди «Введение в радиохимию», переведенной на русский язык Издательством иностранной литературы в 1952 г.

В книге многосторонне и очень полно излагаются физические основы и классические проблемы ядерной химии; в то же время она содержит чисто методические радиохимические разделы, а также главы, посвященные новым направлениям ядерной химии и процессам геологического и астрофизического значения.

Книга может быть использована прежде всего преподавателями и студентами как учебное пособие по специальному курсу радиохимии и ядерной химии в высших учебных заведениях. Она, несомненно, представляет интерес и для физикохимиков — работников научно-исследовательских институтов, занимающихся исследованиями в области радиохимии и ядерной химии.

*Редакция литературы по химии*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1949 г. в США вышла в свет небольшая книга «Введение в радиохимию» Г. Фридлендера и Дж. Кеннеди — ученых, активно участвовавших в ряде важнейших радиохимических исследований 40-х годов, связанных с проблемами деления и трансурановых элементов. Тремя годами позже эта книга появилась в русском переводе и в отличие от многих других аналогичных изданий очень быстро исчезла с полок наших книжных магазинов. Можно надеяться, что такая же судьба ожидает и предлагаемый сейчас вниманию читателей перевод существенно переработанной и дополненной рядом новых разделов книги «Ядерная химия и радиохимия», вышедшей в США вторым изданием в конце 1964 г.

Первое издание книги Г. Фридлендера и Дж. Кеннеди того же названия, представлявшей собой развитие уже упомянутого выше «Введения», было опубликовано в США в 1955 г.; вскоре (в 1957 г.) скончался один из двух ее авторов — проф. Дж. Кеннеди. Появившееся в новом издании имя третьего автора, профессора Колумбийского университета Дж. Миллера, как и имя Г. Фридлендера, одного из руководителей химического отделения Брукхэвенской лаборатории, хорошо знакомо нашим специалистам в области ядерной химии, радиохимии и космохимии. Фридлендеру и Миллеру принадлежат фундаментальные исследования механизма и продуктов многих ядерных превращений, происходящих под действием частиц высоких энергий. Эти исследования отличаются сочетанием высокого мастерства и прецизионности радиохимических и физических экспериментов и ясного понимания физической сущности изучаемых явлений. Указанные свойства нашли свое отражение и в этой книге, удачно сочетающей благодаря этому учебный и монографический характер.

Книга состоит из пятнадцати глав. Одиннадцать из них посвящены основным характеристикам атомных ядер, радиоактивному распаду, ядерным реакциям, взаимодействию ядерных излучений с веществом, получению ядерной энергии и представляют собой как бы учебник ядерной физики для химиков. Эти главы написаны достаточно просто, без математических выкладок и в то же время на хорошем и вполне современном теоретическом уровне. В качестве примера следует указать на гл. IX «Ядерные модели», в которой четко и наглядно характеризуются основные положения оболочечной и обобщенной моделей и роль парных корреляций нуклонов, и гл. X «Ядерные реакции», содержащую сжатое, но вполне ясное изложение представлений об оптической модели, о механизме реакций, идущих через образование компаунд-ядра и путем прямых ядерных взаимодействий.

Объем и характер изложения глав IX и X книги таковы, что они не только достаточны для преподавания ядерной физики химикам, специализирующимся (в вузе или после вуза) в области ядерной химии, радио-

химии и радиационной химии, но будут полезны и представителям многих физико-технических наук.

Наряду с общими теоретическими основами ядерной физики читатель найдет в книге довольно подробное описание основных статистических соотношений, необходимых для правильной интерпретации результатов опытов с радиоактивными веществами (гл. VI), и обзор основных методов регистрации ядерных частиц и излучений (гл. V).

В качестве дополнения к одиннадцати ядерным главам в конце книги приводится статья В. П. Гольданского «Радиоактивные распады с испусканием протонов» (см. приложение E), публикуемая на английском языке в томе XVI ежегодника «Annual Review of Nuclear Science» (1966 г.).

Четыре главы книги посвящены непосредственно выходу ядерной физики в химию. В гл. VII рассматриваются вопросы методики и разнообразных применений исследований с использованием меченых атомов. Здесь авторы приводят основные сведения о химии горячих атомов, останавливаются на роли меченых атомов в аналитической химии. Весьма подробная гл. XII содержит описание методики современной ядерной химии — приготовления мишеней для облучения и радиоактивных источников, определения интенсивности бомбардирующих пучков и абсолютной величины активности источников и активированных образцов.

Важное значение имеет гл. XIII, в которой впервые в книге по ядерной химии, хотя еще и слишком кратко, затрагиваются проблемы, представляющие совсем новый и особенно быстро развивающийся в настоящее время аспект ядерной химии — уже не как части ядерной физики, посвященной превращениям сложных ядер, но как науки о взаимном влиянии структуры электронных оболочек атомов и молекул и различных превращений атомных ядер и элементарных частиц. Речь идет об эффекте Мессбауэра, аннигиляции позитронов, возмущенных угловых корреляциях и деполяризации  $\mu^-$ -мезонов — явлениях, в которых весьма ярко выступает зависимость энергии и углового распределения излучаемых ядрами  $\gamma$ -квантов, характеристик гибели позитронов и  $\mu^+$ -мезонов от химического окружения.

В примечаниях к переводу гл. XIII даются многочисленные ссылки на оригинальные статьи и монографии, посвященные всем этим новым проблемам ядерной химии, которым теперь можно было бы посвятить уже отдельную книгу, не меньшую по своему объему, чем книга Г. Фридлендера, Дж. Кешеди и Дж. Миллера. В этой связи можно поспорить по поводу выдвигаемого в предисловии авторов книги определения «ядерных химиков» как людей, занимающихся свойствами и реакциями атомных ядер (а что же такое тогда «ядерные физики»?) и радиохимиков как людей, занимающихся применением свойств радиоактивных ядер к решению химических проблем. Предпочтительнее, по-видимому, утверждение, что ядерные химики применяют методы и представления ядерной физики к решению химических проблем, тогда как радиохимики изучают свойства, методы выделения и концентрирования радиоактивных элементов и изотопов и применяют эти методы в помощь другим наукам, в первую очередь ядерной физике (здесь-то и смыкаются оба названных выше аспекта ядерной химии).

Последняя, гл. XV посвящается ядерным процессам в геологии и астрофизике, иными словами — космохимии, которая впервые была представлена специальной секцией на XX Международном конгрессе по теоретической и прикладной химии, состоявшемся в Москве в июле 1965 г. Заседания этой секции вызвали очень большой интерес не только химиков,

но и физиков, астрономов, геологов, причем один из авторов книги (Дж. Миллер) выступал с докладом на этой секции.

Книга Г. Фридлендера, Дж. Кеннеди и Дж. Миллера ценна еще и тем, что в ней приводятся задачи и оригинальная литература после каждой главы и пять весьма полезных справочных приложений в конце книги, среди которых надо особо отметить таблицы изотопов и таблицы сечений поглощения ядрами тепловых нейтронов.

Надо надеяться, что «Ядерная химия и радиохимия» найдет у советских читателей благожелательный отклик. Вместе с тем редакторы и переводчики книги будут весьма благодарны читателям за всякое указание на замеченные недостатки.

*В. Гольданский*  
*Б. Дзантиев*

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

Первое издание этой книги вышло в свет в 1949 г. под названием «Введение в радиохимию» и должно было служить учебным пособием по радиохимии для вводного курса. В 1955 г., когда появилось существенно переработанное и расширенное издание, название было изменено на «Ядерная химия и радиохимия», для того чтобы более точно отразить все возрастающее различие между этими предметами. В то время как специалисты в области ядерной химии интересуются свойствами и реакциями атомных ядер, радиохимики используют свойства радиоактивных ядер для решения химических проблем. Несмотря на растущее разделение, или скорее вследствие этого, мы продолжаем утверждать, что ядерная химия и радиохимия тесно связаны друг с другом и настолько переплетаются, что их совместное рассмотрение совершенно необходимо в учебном пособии вводного характера.

Таким образом, назначение данной книги и мнение авторов о характере построения такого курса остались в общем неизменными. Однако настоящее второе издание «Ядерной химии и радиохимии» отличается от первого в той мере, в какой первое издание отличалось от «Введения в радиохимию». Эта книга, как и предыдущие издания, предназначена для студентов старших курсов и аспирантов первого года, однако существенная особенность нового издания состоит в большей глубине рассмотрения многих вопросов, в особенности теоретических. Это изменение, по мнению авторов, должно соответствовать повышающемуся уровню подготовки студентов-химиков и отразить все возрастающую сложность исследований в области ядерной химии. Объем книги значительно возрос (примерно на одну треть) за счет нового материала, который мы сочли необходимым добавить; это увеличение объема могло быть еще больше, если бы не отбрасывались отдельные части, не казавшиеся нам более существенными. При отборе необходимого материала очень полезными оказались предложения и критические замечания многих коллег.

При подготовке этого издания мы тяжело переживали утрату Джозефа У. Кеннеди, скончавшегося в 1957 г. Несмотря на многие изменения, настоящая книга носит несомненный отпечаток его авторства.

Внесенные изменения слишком многочисленны для того, чтобы их перечислять. Помимо введения многих новых и переработанных разделов, отражающих, по нашему мнению, новые достижения в этой области знаний, проведена довольно существенная перегруппировка материала. Феноменологическое описание атомных ядер в гл. II было значительно расширено за счет введения элементарных сведений о типах радиоактивного распада и ядерных реакциях. Детальное рассмотрение этих проблем на несколько более высоком уровне и со значительно большим вниманием к теоретической стороне вопроса проводится в главах VIII и X, а также

в новой гл. IX, посвященной рассмотрению ядерных моделей. В настоящем издании за второй главой следуют главы об уравнениях радиоактивного распада и накопления, взаимодействии излучения с веществом, детекторах ионизирующих излучений и статистических проблемах радиоактивного распада. Большинство преподавателей, которые воспользуются данной книгой, пожелают, вероятно, охватить материал первых шести глав, хотя направленность того или иного курса, конечно, может меняться в широких пределах. Курс, представляющий собой введение в радиохимию, должен, несомненно, включать также гл. VII (применение меченых атомов в химических исследованиях). С другой стороны, эту главу вполне можно опустить, если основное внимание уделяется проблемам ядерной химии, и материал глав VIII—X должен стать основой такого курса. Главы XI и XII также окажутся чрезвычайно полезными лицам, заинтересованным прежде всего в вопросах ядерной химии. Три последние главы можно по желанию включить в каждый из этих курсов. Новая гл. XIII (применение ядерных процессов для исследования химического состояния) была введена с целью стимулировать дальнейшие исследования химиками вопроса о том, как ядерные процессы, зависящие от условий окружения, могут быть использованы для решения химических проблем.

В конце каждой главы, как и в прошлых изданиях, помещены упражнения и список литературы. Упражнения представляют собой неотъемлемую часть курса, и только вместе с ними приводимый в учебнике материал будет содержать количество информации, необходимое, по нашему мнению, для полного освещения вопроса. Большая часть литературных ссылок упоминается в соответствующих местах текста. Мы никоим образом не пытались дать исчерпывающую библиографию и в большинстве случаев ссылались на фундаментальные обзорные работы и монографии, а не на отдельные статьи. Ссылки на материалы общего характера, предназначенные для дополнительного чтения, отмечены звездочкой.

Несмотря на то что при написании данной книги основное внимание уделялось тому, чтобы она соответствовала требованиям, предъявляемым к учебнику, мы стремились также сделать ее полезной и в качестве пособия для научных работников.

*Г. Фридендер  
Дж. Миллер*

Май 1964 г.

# Радиоактивность

## А. ОТКРЫТИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ

**Открытие Беккереля.** Открытию радиоактивности предшествовал ряд более или менее случайных наблюдений и событий. Важную роль, безусловно, сыграли два обстоятельства: 1) открытие Рентгеном годом ранее таинственных X-лучей, вызывающих флуоресценцию стеклянных стенок разрядных трубок и многих веществ (в то время предпочитали термин «фосфоресценция»); 2) то, что Анри Беккерель систематически исследовал фосфоресценцию, унаследовав интерес к этому явлению от отца и деда.

Отец ученого, Эдмунд Беккерель (1820—1891), изучал фосфоресценцию урановых солей. Продолжая эти исследования, Анри Беккерель около 1880 г. приготовил двойную сернокислую соль уранила и калия  $K_2UO_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O$  и обнаружил резко выраженную фосфоресценцию этой соли, возбуждаемую ультрафиолетовыми лучами. Естественно, что в 1895—1896 гг., когда многие исследователи искали связь между X-лучами и фосфоресценцией и стремились обнаружить у фосфоресцирующих веществ проникающие излучения, Беккерель пытался экспериментировать в этом направлении с калийуранилсульфатом.

24 февраля 1896 г. Анри Беккерель сообщил свои первые результаты: после освещения ярким солнечным светом кристаллы сульфата уранила испускают излучение, вызывающее почернение фотографической пластинки, завернутой в черную бумагу или экранированной стеклом и другими материалами.

В течение нескольких последующих месяцев он продолжал свои опыты, получая все более и более загадочные результаты. Обнаруженный эффект проявлялся одинаково сильно как при освещении кристаллов ярким солнечным светом, так и при освещении слабым рассеянным светом. Он наблюдался также и в полной темноте и даже для кристаллов, приготовленных и всегда сохранявшихся в темноте. Проникающее излучение испускалось и другими солями уранила и урана, растворами урановых солей и металлическим ураном, и во всех случаях интенсивность излучения была пропорциональна содержанию в образце урана. Проводя аналогию с известными свойствами X-лучей, Беккерель обнаружил, что проникающие лучи, испускаемые ураном, разряжают электроскоп. Все эти результаты были получены в начале 1896 г. [1].

Беккерель и другие ученые продолжали исследования в этом направлении еще несколько лет. Однако сведения, полученные в этой фазе новой науки, были суммированы и получили новое освещение в 1898 г. в результате работ Пьера Кюри и Марии Склодовской-Кюри. Они пришли

к заключению, что урановые лучи являются атомным явлением, характерным для элемента и не связанным с его химическим или физическим состоянием. Они же ввели для этого явления наименование «радиоактивность».

**Работы Кюри.** В 1898 г. главным образом благодаря работам супругов Кюри, появилось много новых данных. Исследование других элементов показало, что и соединения тория испускают лучи, аналогичные урановым. Это было установлено Марией Кюри и независимо Шмидтом. Очень важным оказалось наблюдение, что некоторые природные урановые руды (табл. 1) обнаруживали большую радиоактивность, чем чистый уран.

*Некоторые минералы урана и тория*

*Таблица 1*

Наименование	Состав	Содержание урана, %	Содержание тория, %	Цвет и форма кристаллов
Уранинит (смоляная обманка)	Оксиды урана от $UO_2$ до $U_3O_8$ в смеси с редкоземельными и другими оксидами	60—80	0—10	Черно-серый, темно-зеленый или коричнево-черный; кубическая решетка, аморфная структура
Торианит	Оксиды тория и урана $(Th, U)O_2$ с $UO_3$ и редкоземельными оксидами	4—40	30—82	Серый, коричнево-серый, серо-зеленый, черный; кубическая решетка
Карнотит	Кальцийуранилванадат $K(UO_2)VO_4 \cdot nH_2O$	$\approx 45$		Желтый; гексагональная, ромбическая решетка
Монацит	Фосфаты церия и тория $CePO_4 + Th_3(PO_4)_4$		до 16	Красный, коричневый, желто-коричневый; моноклиническая решетка
Нилбарит	Уранаты и силикаты тория и свинца	$\approx 25$	$\approx 25$	Желтый
Аутунит	Кальцийуранилфосфат $Ca(UO_2)_2(PO_4)_2 \cdot 8H_2O$	$\approx 50$		Желто-зеленый; ромбическая решетка
Торит или оранжеит	Ортосиликат тория $ThSiO_4$		до 70	Торит — коричневый, черный. Оранжеит — желто-оранжевый; тетрагональная решетка

и были более активны, чем химически аналогичные «руды», полученные синтетически. Химическое разделение этих руд явилось первым опытом радиохимии и немедленно привело к открытию полония и радия — новых элементов, обнаруженных только благодаря интенсивному излучению; радий вскоре был идентифицирован спектроскопически. Кюри и их сотрудники обнаружили радий в бариевой фракции, выделенной химически из смоляной обманки (темная, почти черная руда, содержащая около 75%  $U_3O_8$ ), и установили, что радий может быть сконцентрирован и отделен от бария многократной дробной кристаллизацией хлоридов. В 1902 г. Мария Кюри сообщила о выделении 100 мг свободного от бария спектроскопически чистого хлористого радия и указала, что атомный вес нового эле-

мента равен приблизительно 225. (В процессе выделения было переработано около двух тонн смоляной руды и выход радия составлял  $\sim 25\%$ .) Позже М. Кюри повторно определила атомный вес и получила величину 226,5 (современное табличное значение 226,05), а также электролизом расплавленной соли выделила металлический радий.

Опыты Беккереля показали, что уран в темноте и без подвода энергии извне продолжает годами излучать с неумещающей интенсивностью. Резерфорд произвел приближенную оценку величины энергии, связанной с радиоактивным излучением; источник этой энергии был по-прежнему неизвестен. При использовании концентрированных препаратов радия Кюри провели измерения суммарного теплового эквивалента энергии радиоактивного излучения и установили, что он равен  $100 \text{ кал/час}$  на  $1 \text{ г}$  радия.

Известие о существовании такого большого запаса энергии не только вызвало полемику между учеными, но и способствовало проявлению большого интереса к радио и радиоактивности в широких кругах общества. (В одной из статей того времени — октябрь 1903 г. — делаются различные предположения относительно новой энергии, ее использования в войне и в качестве средства для разрушения мира.)

**Первые исследования радиоактивного излучения.** Способность радиоактивных излучений разряжать электроскоп была вскоре объяснена ионизацией молекул воздуха; это явление было в то время изучено Дж. Дж. Томсоном и другими учеными в связи с исследованиями X-лучей. Использование величины ионизации воздуха в качестве меры интенсивности излучения было развито в метод исследования радиации, который оказался более точным, чем применявшийся на первых порах фотографический метод. Новый метод широко применялся в лаборатории Кюри, где ионизационные токи измерялись с помощью электрометра. В 1899 г. свойства радиоактивного излучения начал изучать Резерфорд, используя аналогичный прибор. Измерения поглощения лучей в металлических фольгах показали, что излучение состоит из двух компонент. Одна компонента поглощалась слоем алюминия толщиной в несколько тысячных сантиметра и была названа  $\alpha$ -излучением; вторая компонента заметно поглощалась приблизительно в 100 раз более толстым слоем алюминия и получила название  $\beta$ -излучения.

Резерфорд установил, что если на пути  $\beta$ -лучей поместить поглотитель толщиной  $d \text{ см}$ , то ионизационный эффект уменьшится до доли  $v = e^{-\mu d}$  от первоначального значения; абсорбционный коэффициент  $\mu$  для алюминия равен примерно  $15 \text{ см}^{-1}$ , а для других металлических фольг возрастает с увеличением атомного веса поглотителя.

В то время Резерфорд полагал, что поглощение  $\alpha$ -излучения также следует экспоненциальному закону, и предложил для коэффициента поглощения  $\alpha$ -лучей в алюминии значение  $\mu = 1600 \text{ см}^{-1}$ . Примерно годом позже М. Кюри установила, что коэффициент поглощения  $\alpha$ -лучей не постоянен, а возрастает по мере прохождения лучей через вещество. Это явилось весьма неожиданным фактом: если бы  $\alpha$ -излучение было неоднородно, следовало бы ожидать, что вначале произойдет поглощение менее проникающей компоненты и абсорбционный коэффициент будет уменьшаться с расстоянием.

В 1904 г. Брэггом была высказана и доказана концепция о существовании определенного пробега  $\alpha$ -частиц (в то время было уже установлено, что  $\alpha$ -лучи представляют собой поток частиц).

Он нашел, что  $\alpha$ -частицам, испускаемым различными радиоактивными веществами, свойственны различные характерные пробеги.

То обстоятельство, что  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучи представляют собой потоки весьма быстрых частиц, было показано в основном в результате опытов по магнитному и электростатическому отклонениям пучков. Таким путем было установлено, что  $\beta$ -лучи являются потоком электронов, движущихся с почти световой скоростью. Вначале считалось, что  $\alpha$ -лучи не отклоняются магнитным и электрическим полями, однако более совершенные эксперименты дали возможность наблюдать отклонение. Это позволило вычислить отношение заряда к массе, оказавшееся равным приблизительно половине того же отношения для ионов водорода; было установлено, что заряд  $\alpha$ -частиц положителен, а скорость равна примерно  $\frac{1}{10}$  скорости света. Немедленно возникло предположение, что  $\alpha$ -частица представляет собой ион гелия. Это предположение было подтверждено в результате ряда исследований. Ранее уже было замечено присутствие гелия в урановых и ториевых минералах, и в связи с вышесказанным этот факт оказался весьма существенным. Окончательное и прекрасное доказательство того, что  $\alpha$ -частицы являются ионами гелия, было получено позднее в результате опытов, в которых  $\alpha$ -лучи проникали через очень тонкую стеклянную стенку в evacuated сосуд; в сосуде появлялся газообразный гелий и в течение нескольких дней накапливался в количестве, достаточном для спектроскопического определения.

Прежде чем эти исследования  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучей были завершены, в излучении радиоактивных препаратов была открыта новая, еще более проникающая компонента, не отклоняемая магнитным полем. Довольно скоро было установлено, что новые  $\gamma$ -лучи имеют электромагнитную природу и аналогичны если не по энергии, то по характеру  $X$ -лучам. Долгое время не проводилось различий между ядерными  $\gamma$ -лучами и внеядерными  $X$ -лучами, которые часто сопровождают радиоактивные превращения\*.

**Гипотеза Резерфорда и Содди.** В ходе измерений активности ториевой соли Резерфорд заметил, что показания электрометра иногда не воспроизводились. В течение 1899 г. было выяснено, что причиной этого является диффузия радиоактивного вещества, выделяющегося из ториевого препарата. Аналогичное явление наблюдалось и в случае соединений радия. Последующие исследования, проведенные главным образом Резерфордом и Содди, показали, что выделяющиеся радиоактивные вещества представляют собой инертные газы с высоким молекулярным весом, конденсирующиеся около  $-150^\circ$ . В 1899 г. из смоляной руды было извлечено еще одно радиоактивное вещество — актиний, и оно также оказалось способным выделять активный газ.

Существование радиоактивных эманаций из препаратов тория, радия и актиния оказалось весьма удачным обстоятельством, способствовавшим развитию знаний о природе радиоактивности. Инертный газообразный характер выделяющихся веществ обусловил относительную простоту радиохимических разделений; процесс эманирования легко было наблюдать, и он привлекал внимание первых исследователей. Из ранних исследований радиоактивных эманаций следовало два весьма важных вывода: 1) активность радиоактивных веществ изменяется во времени — уменьшается со скоростью, характерной для данного вещества; 2) радиоактивные

\* По терминологии, принятой в этой книге,  $\gamma$ -излучением называется только ядерное электромагнитное излучение; сопровождающие рентгеновские лучи обозначаются как  $X$ -лучи, хотя это различие не всегда принято в литературе.

процессы сопровождаются изменением химических свойств активных атомов. Применение — в первую очередь Круксом и Резерфордом и Содди — методов химического разделения привело в 1900 и последующие годы к обнаружению существования новых активностей с характерными коэффициентами распада и излучениями. Были найдены уран-Х, который отделялся от урана осаждением избытком карбоната аммония (карбонат уранила растворяется в избытке углекислого аммония вследствие образования комплексного иона), и торий-Х, который остается в растворе при осаждении тория в виде гидроокиси раствором аммиака. Во всех случаях оказалось, что Х-продукты заметно распадаются в течение нескольких дней и что возмещение убыли Х-продуктов в материнской фракции происходит в сходное время. Было также показано, что уран и торий, тщательно очищенные от Х-продуктов и других активностей, испускают только  $\alpha$ -лучи, а уран-Х и торий-Х испускают  $\beta$ -лучи.

Весной 1903 г. Резерфорд и Содди достигли ясного понимания природы радиоактивности и опубликовали свои выводы. Согласно представлениям Резерфорда и Содди, атомы радиоактивных элементов претерпевают самопроизвольные превращения, и эти превращения атомов одного химического элемента в атомы другого сопровождаются радиоактивными излучениями; радиоактивные процессы представляют собой изменения в пределах атома. Однако следует помнить, что понятие об атомном ядре появилось лишь восемью годами позже. Еще в 1904 г. Брэгг пытался представить  $\alpha$ -частицу как летящий рой тысяч более или менее независимых электронов.

**Радиоактивность и статистика.** В 1905 г. Швейдлер, исходя из изложенных выше представлений о природе радиоактивности и привлекая понятие вероятности распада, предложил новое статистическое описание процесса радиоактивного распада. Его основные предположения заключались в следующем: вероятность распада  $p$  отдельного атома радиоактивного элемента во временном интервале  $\Delta t$  не зависит от условий, в которых находится атом, и от его предыстории; эта вероятность зависит только от величины интервала  $\Delta t$  и для достаточно малых отрезков времени пропорциональна  $\Delta t$ ; таким образом,  $p = \lambda \Delta t$ , где коэффициент пропорциональности  $\lambda$  является константой, характерной для данного вида радиоактивных атомов. Вероятность того, что данный атом не распадется в течение малого интервала  $\Delta t$ , равна  $1 - p = 1 - \lambda \Delta t$ . Если атом «переживет» отрезок времени  $\Delta t$ , не распавшись, то вероятность того, что он не распадется в течение второго такого же интервала времени, опять равна  $1 - \lambda \Delta t$ . Согласно правилу умножения вероятностей, вероятность того, что атом «переживет», не распавшись, и первый и второй интервалы, равна  $(1 - \lambda \Delta t)^2$ . Вероятность того, что радиоактивный распад не произойдет в течение  $n$  временных отрезков  $\Delta t$ , равна  $(1 - \lambda \Delta t)^n$ . Положив  $n \Delta t = t$ , где  $t$  — полное время, получим для рассматриваемой вероятности выражение  $(1 - \lambda t/n)^n$ . Вероятность того события, что активный атом останется неизменным на протяжении времени  $t$ , описывается приведенным выше выражением, если  $\Delta t$  делается бесконечно малым, что соответствует пределу выражения  $(1 - \lambda t/n)^n$  при  $n$ , стремящемся к бесконечности.

Вспоминая, что  $\lim_{n \rightarrow \infty} (1 + x/n)^n = e^x$ , получаем для указанного предела значение  $e^{-\lambda t}$ . Если рассматривать не один атом, а большое начальное число радиоактивных атомов  $N_0$ , то доля атомов, оставшихся неизменными по истечении времени  $t$ , определяется выражением  $N/N_0 = e^{-\lambda t}$ .

где  $N$  — число атомов, не распавшихся к моменту  $t$ . Этот экспоненциальный закон распада как раз и является тем законом, который ранее был найден Резерфордом экспериментально для изолированных радиоактивных веществ.

Более детальное обсуждение статистической природы радиоактивности проводится в гл. VI.

## Б. РАСПАД И ОБРАЗОВАНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

В предыдущем разделе указывалось, что распад радиоактивного вещества следует экспоненциальному закону  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ , где  $N$  — число (большое) атомов, не претерпевших распад к моменту  $t$ ,  $N_0$  — число атомов, присутствующих в начальный момент  $t = 0$ , и  $\lambda$  — константа, характерная для индивидуального радиоактивного вещества. Выражение типа  $N = N_0 e^{-\lambda t}$  определяет уравнение любой мономолекулярной реакции. Принимая во внимание природу радиоактивности, естественно ожидать, что радиоактивный распад будет следовать закону мономолекулярных процессов. Уравнение кинетики радиоактивного распада можно легко вывести, приняв, что скорость распада  $-dN/dt$  пропорциональна числу имеющихся атомов:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N.$$

Это значит, что если образец содержит, например, вдвое больше атомов, то в нем должно произойти в единицу времени вдвое больше распадов. В результате интегрирования имеем

$$\ln N = -\lambda t + a.$$

Постоянная интегрирования  $a$  определяется из начального условия:  $N = N_0$  при  $t = 0$ . Отсюда следует, что  $a = \ln N_0$ . Сопоставляя эти выражения, получаем  $\ln N/N_0 = -\lambda t$ , или  $N/N_0 = e^{-\lambda t}$ .

Постоянная  $\lambda$  называется константой распада радиоактивного вещества. Как видно из дифференциального уравнения, эта величина представляет собой долю атомов, распадающихся в единицу времени; единица времени выбрана достаточно малой, так что в течение этого времени распадается лишь небольшая доля атомов и  $N$  остается практически неизменным. Во всех случаях  $\lambda$  имеет размерность обратного времени и часто выражается в  $\text{сек}^{-1}$ . Следует отметить, что попытки повлиять на постоянную распада путем изменения обычных экспериментальных условий, таких, как температура, химическое состояние, давление, гравитационные, магнитные и электрические поля, не привели к измеримым результатам\*.

Радиоактивный распад можно очень удобно характеризовать, кроме  $\lambda$ , еще одной константой — периодом полураспада  $t_{1/2}$ . Период полураспада  $t_{1/2}$  представляет собой время, требующееся для того, чтобы начальное (большое) число атомов уменьшалось вдвое.  $N = N_0/2$  к моменту  $t = t_{1/2}$ . Следовательно,

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda t_{1/2}, \quad \text{или} \quad t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}.$$

Практически при работе с радиоактивными веществами число атомов  $N$  непосредственно не определяется, и скорость распада  $dN/dt$  обычно

\* Случай, когда было достигнуто небольшое изменение  $\lambda$ , приведен в гл. XIII.

в абсолютных единицах не измеряется. Используя электрические, фотографические или другие эффекты, определяют величину, пропорциональную  $\lambda N$ ; эту величину можно назвать активностью  $A$ , причем  $A = c\lambda N = c(-dN/dt)$ . Коэффициент  $c$ , известный как коэффициент счетности, зависит от типа измерительного устройства, характера детектируемого радиоактивного излучения и геометрического расположения образца и детектора. Существенные для счетности факторы следует тщательно контролировать в течение опыта. Теперь можно записать закон радиоактивного распада в практически употребляемой форме:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}.$$

Обычный метод обработки данных по измерению активности в последовательные промежутки времени заключается в построении графика в координатах  $\lg A - t$ . Для этой цели наиболее пригодна логарифмическая бумага с соответствующим числом декад. Постоянная распада  $\lambda$  может быть определена из наклона полученной прямой линии, соответствующей закону распада индивидуального вещества. Более удобно отсчитывать по полулгарифмическому графику время, требуемое для того, чтобы активность от некоторого произвольного значения уменьшилась до половины этой величины; это и есть период полураспада  $t_{1/2}$ .

До сих пор рассматривался только распад индивидуальных радиоактивных веществ. Однако атом, образовавшийся в результате радиоактивного превращения, может сам оказаться радиоактивным и обладать собственным характерным излучением и периодом полураспада. Среди естественных радиоактивных веществ этот случай является весьма распространенным, и далее (в гл. III) будут рассмотрены распад и нарастание радиоактивных веществ, находящихся в довольно сложной взаимосвязи. Здесь же обсуждается только распад радиоактивного вещества уран-I ( $U_I$ ). Это вещество испускает  $\alpha$ -частицы и обладает периодом полураспада  $t_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$  лет. Продуктом его превращения является радиоактивное вещество уран- $X_1$  ( $UX_1$ ), испускающее  $\beta$ -лучи, с периодом  $t_{1/2} = 24,1$  дня (см. рис. 1). Как уже упоминалось ранее, эти радиоактивные вещества могут быть разделены путем осаждения дочернего элемента избытком карбоната аммония. При измерении активности осадка дочернего вещества обнаруживается характерный ход распада: через 24,1 дня распадается половина первоначального количества, через 48,2 дня — три четверти, через 72,3 дня — семь восьмых и т. д. Материнская фракция, конечно, продолжает, как и прежде, испускать  $\alpha$ -частицы, но некоторое время после осаждения она не генерирует  $\beta$ -излучения, наличие которого связано с дочерним веществом. Однако со временем образуются новые дочерние атомы, и активность дочернего вещества в материнской фракции достигает начального значения со скоростью, зависящей от скорости распада изолированного дочернего вещества.

Если образец, содержащий  $N_1$  атомов  $U_I$ , оставить в покое, то установится устойчивое состояние, при котором скорость образования атомов дочернего вещества  $UX_1$  (число атомов  $N_2$ ) как раз равна скорости его распада. Это означает, что  $-dN_1/dt = \lambda_2 N_2$ , так как скорость образования дочерних атомов равна скорости распада материнского вещества. Сопоставляя это соотношение с ранее выведенным, имеем  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ , где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — постоянные распада материнского и дочернего вещества соответственно. Иногда это соотношение удобнее выражать через периоды полураспада:  $N_1/(t_{1/2})_1 = N_2/(t_{1/2})_2$ . Рассматриваемое состояние называется вековым равновесием. Уменьшение  $N_1$  во времени не принимается

в расчет, так как доля атомов  $U_I$ , распавшаяся даже в течение жизни экспериментатора, пренебрежимо мала. Аналогичные соотношения имеют место во всех случаях, когда в результате распада очень долгоживущего вещества возникает короткоживущее дочернее вещество. Если в результате последовательных распадов, начавшихся распадом долгоживущего вещества, получается несколько короткоживущих активностей, то справедливо равенство  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3$  и т. д. Эти соотношения наблюдаются опять-таки при условии, что образец предоставлен сам себе (т. е. дочерние вещества не удаляются) в течение времени, достаточного для установления векового равновесия.

## В. ЕСТЕСТВЕННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

**Семейства урана, тория и актиния.** Все встречающиеся в природе элементы с атомными номерами, превышающими 83 (висмут), радиоактивны. Они представляют собой звенья цепей последовательных радиоактивных превращений; элементы, входящие в одну цепь, образуют радиоактивное семейство, или радиоактивный ряд. Все природные радиоактивные элементы, находящиеся в конце периодической системы Менделеева, входят в три радиоактивных семейства. В одном из семейств первичным элементом является  $U_I$  (массовое число 238); в результате 14 радиоактивных превращений (8 из которых связаны с испусканием  $\alpha$ -частиц и 6 — с эмиссией  $\beta$ -частиц) получается стабильный конечный продукт — радий-С (свинец с массовым числом 206). Этот ряд радиоактивных элементов называется семейством урана (он включает радий и продукты его распада; поэтому его иногда также называют семейством радия).

Так как при  $\alpha$ -распаде масса атома (массовое число) изменяется на четыре единицы, а при  $\beta$ -распаде изменение массы пренебрежимо мало, то массовые числа (приближенные значения масс) элементов, образующих радиоактивный ряд, различаются на величины, кратные четырем. Массовые числа элементов, входящих в семейство урана, определяются общей формулой  $4n + 2$ , где  $n$  — целое число. Поэтому семейство урана известно также как  $(4n + 2)$ -семейство. Члены ряда урана и превращения, имеющие место в этом ряду, представлены на рис. 1.

Торий (массовое число 232) является родоначальником  $(4n)$ -семейства, или семейства тория, конечным стабильным продуктом которого является свинец с массовым числом 208. Это радиоактивное семейство представлено на рис. 2. Семейство актиния, или  $(4n + 3)$ -семейство (рис. 3), имеет родоначальником актино-уран,  $AcU$  (уран с массовым числом 235) и конечным стабильным продуктом свинец с массовым числом 207.

Весьма интересным является довольно близкое сходство трех радиоактивных семейств по характеру цепей и по положению в периодической системе; оно может быть полезным для запоминания схем распада и принятой терминологии. Ранние наименования радиоактивных веществ с каждым днем делаются все более устарелыми; становится обычным обозначать их символами соответствующих химических элементов с указанием массового числа. Теперь более употребительны наименования  $U^{238}$ ,  $U^{235}$  и  $U^{234}$ , чем  $U_I$ ,  $AcU$  и  $U_{II}$ . Изменению терминологии способствует то обстоятельство, что старые наименования радиоактивных элементов часто не соответствуют их химической природе. Например, названия  $UX_1$  и  $RaD$  совершенно не указывают на то, что эти вещества химически идентичны торию и свинцу соответственно. Таким образом, терминология..

$^{92}\text{U}$	$\text{U}^{238}, \text{U}_I$ (уран-1) $4,51 \times 10^9$ лет		$\text{U}^{234}, \text{U}_II$ (уран-2) $2,48 \times 10^5$ лет				
$^{91}\text{Pa}$		$\alpha$	$\beta$	$\text{Pa}^{234}, \text{U}\chi_2$ 1,18 мин	$\beta$ (99,85%) и.п. (0,15%)	$\alpha$	
$^{90}\text{Th}$	$\text{Th}^{234}, \text{U}\chi_1$ (уран-Х <sub>1</sub> ) 24,1 дня			$\text{Th}^{230}, \text{Io}$ (ионий) $7,52 \times 10^4$ лет			
$^{89}\text{Ac}$				$\alpha$			
$^{88}\text{Ra}$				$\text{Ra}^{226}, \text{Ra}$ (радий) 1622 лет			
$^{87}\text{Fr}$				$\alpha$			
$^{86}\text{Rn}$				$\text{Rn}^{222}, \text{Rn}$ (радон) 3,825 дня			
$^{85}\text{At}$				$\alpha$	$\text{At}^{218}$ 1,3 сек		
$^{84}\text{Po}$				$\text{Po}^{218}, \text{RaA}$ (радий-А) 3,05 мин	$\beta$ (0,02%) $\alpha$	$\text{Po}^{214}, \text{RaC}'$ (радий-С') $1,6 \times 10^{-4}$ сек	$\text{Po}^{210}, \text{RaF}$ (полоний) 138,4 дня
$^{83}\text{Bi}$		$\alpha$		$\text{Bi}^{214}, \text{RaC}$ (радий-С) 19,7 мин	$\beta$ (99,96%) $\alpha$	$\text{Bi}^{210}, \text{RaE}$ (радий-Е) 5,01 дня	$\alpha$
$^{82}\text{Pb}$				$\text{Pb}^{214}, \text{RaB}$ (радий-В) 26,8 мин	$\beta$ $\alpha$ (0,04%)	$\text{Pb}^{210}, \text{RaD}$ (радий-Д) 22 года	$\text{Pb}^{206}, \text{RaG}$ (стабиль- ный изотоп свинца)
$^{81}\text{Tl}$				$\text{Tl}^{210}, \text{RaG}$ (радий-С") 1,32 мин	$\beta$ $\alpha$ ( $1,8 \times 10^{-5}\%$ )	$\text{Tl}^{206}, \text{RaE}''$ (радий-Е") 4,3 мин	
$^{80}\text{Hg}$						$\text{Hg}^{206}$ 8,5 мин	

Р и с . - 1. Семейство урана ( $4n + 2$ ).

$^{90}\text{Th}$	$\text{Th}^{232}, \text{Th}$ (торий) $1,39 \times 10^{10}$ лет		$\text{Th}^{228}, \text{RdTh}$ (радиоторий) 1,90 лет		
$^{89}\text{Ac}$	$\alpha$	$\text{Ac}^{228}, \text{MsTh}_2$ (мезоторий-2) 6,13 час	$\beta$ $\alpha$		
$^{88}\text{Ra}$	$\text{Ra}^{228}, \text{MsTh}_1$ (мезоторий-1) 6,7 лет	$\beta$	$\text{Ra}^{224}, \text{ThX}$ (торий-X) 3,64 дня		
$^{87}\text{Fr}$			$\alpha$		
$^{86}\text{Rn}$			$\text{Rn}^{220}, \text{Tn}$ (торон) 54,5 сек		
$^{85}\text{At}$			$\alpha$		
$^{84}\text{Po}$			$\text{Po}^{216}, \text{ThA}$ (торий-A) 0,158 сек		$\text{Po}^{212}, \text{ThC}'$ (торий-C') $3,0 \times 10^{-12}$ сек
$^{83}\text{Bi}$			$\alpha$ (~100%) 60,6 мин	$\text{Bi}^{212}, \text{ThC}$ (торий-C) 60,6 мин	$\beta$ (66,3%) $\alpha$
$^{82}\text{Pb}$			$\text{Pb}^{212}, \text{ThB}$ (торий-B) 10,6 час	$\beta$ $\alpha$ (33,7%)	$\text{Pb}^{208}, \text{ThD}$ (стабильный изотоп свинца)
$^{81}\text{Tl}$				$\text{Tl}^{208}, \text{ThC}''$ (торий-C'') 3,1 мин	$\beta$

Р и с. 2. Семейство тория ( $^{232}\text{Th}$ ).

$^{92}\text{U}$	$\text{U}^{235}$ , АсU (актиноуран) $7,13 \times 10^8$ лет				
$^{91}\text{Pa}$		$\alpha$	$\text{Pa}^{231}$ , Pa (протактиний) $3,48 \times 10^4$ лет		
$^{90}\text{Th}$	$\text{Th}^{231}$ , УY (уран-У) 25,6 час	$\beta$	$\alpha$	$\text{Th}^{227}$ , RdAc (радиоактивный) 18,17 дня	
$^{89}\text{Ac}$			$\text{Ac}^{227}$ , Ac (актиний) 22,0 лет	$\beta$ (98,8%) $\alpha$	
$^{88}\text{Ra}$			$\alpha$ (1,2%)	$\text{Ra}^{223}$ , AcX (актиний-Х) 11,7 дня	
$^{87}\text{Fr}$			$\text{Fr}^{223}$ , AcK (актиний-К) 22 мин	$\beta$ $\alpha$	
$^{86}\text{Rn}$		$\alpha$ $4 \times 10^{-3}\%$		$\text{Rn}^{219}$ , An (актинон) 3,92 сек	
$^{85}\text{At}$		$\text{At}^{219}$ 0,9 мин	$\beta$ (3%) $\alpha$		$\text{At}^{215}$ $10^{-4}$ сек
$^{84}\text{Po}$		$\alpha$ (97%)	$\text{Po}^{215}$ , AcA (актиний-А) $1,83 \times 10^{-3}$ сек	$\beta$ ( $5 \times 10^{-4}\%$ ) $\alpha$	$\text{Po}^{211}$ , AcC' (актиний-С') 0,52 сек
$^{83}\text{Bi}$		$\text{Bi}^{215}$ 8 мин	$\beta$ $\alpha$ (~100%)	$\text{Bi}^{211}$ , AcC (актиний-С) 2,15 мин	$\beta$ (0,32%) $\alpha$
$^{82}\text{Pb}$			$\text{Pb}^{211}$ , AcB (актиний-В) 36,1 мин	$\beta$ $\alpha$ (99,68%)	$\text{Pb}^{207}$ , AcD (стабильный изотоп свинца)
$^{81}\text{Tl}$				$\text{Tl}^{207}$ , AcC'' (актиний-С'') 4,79 мин	$\beta$

Р и с. 3. Семейство актиния ( $4n + 3$ ).

употребляемая в старой литературе, отличается от принятой в настоящее время, что приводит к некоторой путанице. С другой стороны, многие старые наименования, такие, как RaA, RaB, непосредственно указывают на положение данного радиоактивного вещества в цепи распадов.

Следует обратить внимание на наличие разветвлений в радиоактивных рядах. Число наблюдаемых разветвлений увеличивается с повышением чувствительности методов детекции малоинтенсивных излучений. Например, астатин-219, образующийся в ряду актиния с выходом  $5 \cdot 10^{-3}\%$ , был обнаружен только в 1953 г. Несомненно, по мере совершенствования измерительной техники будут обнаруживаться новые разветвления.

При исследовании семейств естественных радиоактивных элементов еще в 1910 г. Содди было сделано важное наблюдение: различные радиоактивные вещества с различными атомными весами могут обладать одинаковыми химическими свойствами. Это положило начало представлению об изотопах как различных сортах атомов одного и того же элемента, отличающихся массовыми числами. Это понятие уже было использовано, например, при записи символов  $U^{235}$  и  $U^{238}$ . Более подробно вопрос об изотопах рассматривается в гл. II, раздел Б.

Во всех трех радиоактивных семействах имеются изотопы элемента с атомным номером 86, называемого радоном (иногда эманацией). Эти инертные радиоактивные газы — радон, торон и актинон — и есть те самые радиоактивные эманации, о которых говорилось ранее в связи с первыми исследованиями радиоактивности. Вследствие газообразного и инертного характера эманаций их радиоактивные потомки — продукты А, В, С во всех трех рядах — могут быть легко отделены от долгоживущих предшественников. Радиоактивные потомки эманаций именуются *активными осадками*. Активные осадки могут собираться на любой поверхности; особенно эффективно они оседают на отрицательно заряженных электродах.

**Другие естественные радиоактивные элементы.** После открытия радиоактивности все известные в природе элементы в разное время были подвергнуты исследованию с целью обнаружения естественной радиоактивности. В 1906 г. Кэмпбелл и Вуд открыли слабую  $\beta$ -радиоактивность у калия и рубидия, и в последующие 25 лет это были единственные известные естественные радиоактивные элементы, не входящие в семейства урана, тория и актиния. В 1932 г. Хевеши и Пал обнаружили радиоактивность самария, а затем было открыто еще несколько естественных радиоактивных элементов. Известные в настоящее время естественные радиоактивные изотопы (не входящие в три радиоактивных семейства) и некоторые их свойства приведены в табл. 2.

Как видно из таблицы, в одних случаях доля радиоактивного изотопа в природной смеси весьма мала, в других — очень велики периоды полураспада. Эти причины часто весьма затрудняют измерение природной радиоактивности. Несомненно, в будущем с улучшением измерительной техники будут открыты новые естественные радиоактивные изотопы.

Попытки обнаружить новые малоинтенсивные природные радиоактивные вещества наталкиваются на трудности, обусловленные наличием фона излучения в каждой лаборатории. Этот фон в какой-то мере связан с присутствием следов урана, тория, калия или других радиоактивных элементов и в значительной степени обусловлен действием космического излучения (см. гл. XV). Космические лучи достигают земной поверхности повсеместно. Их интенсивность возрастает с высотой, однако они могут быть обнаружены даже в глубоких шахтах. Величина фона излучения

Таблица 2

*Известные естественные радиоактивные элементы  
(не входящие в семейства урана, тория, актиния)*

Радиоактивный элемент, изотоп	Тип распада	Период полураспада, лет	Распространенность изотопа, %	Стабильный продукт распада
K <sup>40</sup>	β, Э. З. а)	1,27·10 <sup>9</sup>	0,012	Ca <sup>40</sup> , Ar <sup>40</sup>
V <sup>50</sup>	β, Э. З.	6·10 <sup>15</sup>	0,24	Cr <sup>50</sup> , Ti <sup>50</sup>
Rb <sup>87</sup>	β	5,7·10 <sup>10</sup>	27,8	Sr <sup>87</sup>
In <sup>115</sup>	β	5·10 <sup>14</sup>	95,7	Sn <sup>115</sup>
Te <sup>123</sup>	Э. З.	1,2·10 <sup>13</sup>	0,87	Sb <sup>123</sup>
La <sup>138</sup>	Э. З., β	1,1·10 <sup>11</sup>	0,089	Ba <sup>138</sup> , Ce <sup>138</sup>
Ce <sup>142</sup>	α	≈5·10 <sup>15</sup>	11,07	Ba <sup>138</sup>
Nd <sup>144</sup>	α	2,4·10 <sup>15</sup>	23,85	Ce <sup>140</sup>
Sm <sup>147</sup>	α	1,1·10 <sup>11</sup>	14,97	Nd <sup>143</sup>
Gd <sup>152</sup>	α	1,1·10 <sup>14</sup>	0,20	Sm <sup>148</sup>
Lu <sup>176</sup>	β	3·10 <sup>10</sup>	2,59	Hf <sup>176</sup>
Hf <sup>174</sup>	α	2·10 <sup>15</sup>	0,18	Yb <sup>170</sup>
Re <sup>187</sup>	β	6·10 <sup>10</sup>	62,9	Os <sup>187</sup>
Pt <sup>190</sup>	α	7·10 <sup>11</sup>	0,013	Os <sup>186</sup>

а) Символ Э. З. соответствует радиоактивному превращению, связанному с захватом ядром орбитального электрона (более подробное описание см. в гл. II).

обсуждается в гл. V, раздел А, в связи с рассмотрением приборов, предназначенных для измерения радиоактивности. В последние годы в результате атомных и термоядерных взрывов периодически наблюдается временное увеличение фона.

## Г. ИСКУССТВЕННЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ

**История открытия.** До 1934 г. исследователи имели дело только с естественными радиоактивными веществами. В январе 1934 г. И. Кюри и Ф. Жолио сообщили, что бор и алюминий можно сделать радиоактивными, бомбардируя α-частицами полония [2]. Таким образом, в ходе исследований, имеющих целью наблюдение возникновения позитронов при облучении бора и алюминия α-частицами, было сделано важное открытие: радиоактивные изотопы можно получать искусственным путем. Позитрон — частица, аналогичная электрону, но положительно заряженная, — был двумя годами ранее открыт Андерсоном в космических лучах. Вскоре в ряде лабораторий было показано, что позитроны возникают при α-бомбардировке легких элементов. Открытие И. Кюри и Ф. Жолио заключалось в том, что бор и алюминий продолжают испускать позитроны и после прекращения бомбардировки α-частицами; интенсивность позитронного излучения спадает со временем по экспоненциальному закону с определенным периодом полураспада (В — 14 мин, Al — 3,25 мин).

Еще в 1919 г. Резерфорд показал [3], что бомбардировка α-частицами может вызывать ядерные превращения. Новое явление — возбуждение искусственной радиоактивности при α-бомбардировке — вскоре было объяснено на основе представлений о ядерных превращениях, приводящих к образованию нестабильных ядер. При взаимодействии α-частиц

с бором образуется радиоактивный изотоп азота  $N^{13}$  (стабильный азот состоит из  $N^{14}$  и  $N^{15}$ ); из алюминия получается радиоактивный фосфор  $P^{30}$  (стабильный фосфор —  $P^{31}$ ). Это — примеры ядерных реакций, более подробно рассматриваемых в главах II (раздел E) и X.

В те же годы, когда была открыта искусственная радиоактивность при  $\alpha$ -бомбардировке, в ряде лабораторий были развиты методы ускорения ионов водорода и гелия до скоростей, при которых они способны возбуждать ядерные реакции. Открытие в 1932 г. нейтронов и выделение в 1933 г. дейтерия дало в руки исследователей еще две новые бомбардирующие частицы, которые оказались весьма эффективными для получения искусственных радиоактивных изотопов. В результате число новых искусственных радиоактивных изотопов быстро возрастает: в 1937 г. стало известно 200 изотопов, в 1944 — около 450; в 1949 — примерно 650, в 1954 — около 1000, в 1963 — более 1300. В настоящее время у каждого элемента известен по крайней мере один радиоактивный изотоп, в некоторых случаях их число достигает 20 и более. Периоды полураспада лежат в пределах от миллисекунд до многих миллионов лет. Многие искусственно полученные радиоактивные вещества нашли важное применение в химии, физике, биологии, медицине, промышленности.

Таблица радиоактивных изотопов и их свойств приведена в приложении Д; более подробные данные о свойствах можно найти в работах [4—6].

**Типы радиоактивного распада.** Первые искусственно полученные радиоактивные изотопы испускали позитроны, но это далеко не единственный и даже не наиболее вероятный тип радиоактивного распада. Среди искусственных радиоактивных изотопов имеются и  $\alpha$ -излучатели; они группируются в области тяжелых элементов. Наиболее распространенным типом распада, как и у природных радиоактивных элементов, является  $\beta$ -распад с испусканием обычных электронов; при этом атомный номер увеличивается на единицу. При позитронном распаде атомный номер, наоборот, уменьшается на единицу. Существует еще один тип радиоактивного распада, приводящий к уменьшению атомного номера на единицу. Он связан со спонтанным внедрением в ядро одного из орбитальных электронов (захват электрона); чаще всего ядром захватывается электрон с ближайшей к нему  $K$ -оболочки. Три процесса — испускание электронов, испускание позитронов, захват электронов ( $K$ -захват) — объединяются общим понятием « $\beta$ -распад». Характерной особенностью  $\beta$ -распада является практическая неизменность массы ядра при изменении атомного номера на единицу.

**Искусственные элементы и семейство ( $4n + 1$ ).** С помощью ядерных превращений оказалось возможным не только получить радиоактивные изотопы известных элементов, но и синтезировать элементы, не существующие в природе. Вначале получали невосемь количества нового элемента, идентификация которого производилась по радиоактивности. Однако в настоящее время ряд новых элементов получен уже в макроскопических количествах. Наиболее известным синтетическим элементом является плутоний; в течение менее чем пятилетнего срока с момента его открытия он был получен в количествах, достаточных для снаряжения атомных бомб. До 1963 г. с помощью ядерных превращений было синтезировано 11 новых сверхтяжелых элементов [7], а также неизвестные на земле элементы технеций (атомный номер 43) и прометий (61). Вопрос о новых элементах более подробно обсуждается в гл. VII.

93 Np		Np <sup>237</sup> (нептуний) 2,20 × 10 <sup>6</sup> лет				
92 U		α ↓	U <sup>233</sup> 1,62 × 10 <sup>5</sup> лет			
91 Pa		β ↘ Pa <sup>233</sup> 27,0 дней	α ↓			
90 Th			Th <sup>229</sup> 7340 лет			
89 Ac			α ↓	Ac <sup>225</sup> 10,0 дней		
88 Ra			β ↘ Ra <sup>225</sup> 14,8 дня	α ↓		
87 Fr				Fr <sup>221</sup> 4,8 мин		
86 Rn				α ↓		
85 At				At <sup>217</sup> 0,018 сек		
84 Po				α ↓	Po <sup>213</sup> 4,2 × 10 <sup>-6</sup>	
83 Bi				β(98%) ↘ Bi <sup>213</sup> 47 мин	α ↓	Bi <sup>209</sup> (стабильный висмут)
82 Pb				α(2%) ↓	β ↘ Pb <sup>209</sup> 3,3 час	
81 Tl					β ↘ Tl <sup>209</sup> 2,2 мин	

Р и с. 4. (4n + 1)-семейство.

Ученые уже давно ставили вопрос: почему в природе не существует элементов тяжелее урана? Наиболее правдоподобное объяснение заключалось в том, что все эти элементы являются радиоактивными и их периоды полураспада недостаточно велики, чтоб они могли сохраниться в природе со времени образования до наших дней. Предметом дискуссий было также отсутствие среди природных радиоактивных семейств семейства (4n + 1). Это радиоактивное семейство было обнаружено и исследовано в результате синтеза трансурановых элементов [8]. На рис. 4 приведена часть радиоактивного ряда (4n + 1); наиболее долгоживущим членом этого ряда является нептуний-237, а конечным стабильным продуктом — Bi<sup>209</sup>.

## УПРАЖНЕНИЯ

1. Из двух тонн смоляной руды, содержащей 75%  $U_3O_8$ , выделено 100 мг Ra. Каков выход радия в процентах от его полного количества, содержащегося в руде?  
*Ответ: 26%.*

2. а) Вычислите количество энергии (в кал/час), выделяемой 1,00 г чистого радия, свободного от продуктов распада; б) что можно сказать относительно количества тепла, выделяемого старым препаратом радия?

*Ответ: а) 25 кал/час.*

3. Радиоактивное вещество (не имеющее радиоактивных предшественников) обладает периодом полураспада  $t_{1/2} = 8,0$  дня. Какая доля начального количества останется по прошествии: а) 16 дней, б) 32 дней, в) 4 дней, г) 83 дней?

*Ответ: а) 0,25.*

4. Сколько времени надо наблюдать распад препарата радия, чтобы распался 1% первоначального количества? (Действием RaA, RaB, RaC и других радиоактивных потомков на счетное устройство можно пренебречь.)

5. Определите число атомов урана-1, распадающихся за 1 мин в 1 мг обычного урана. Период полураспада  $U_1 t_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$  лет.

6. Сколько актов  $\beta$ -распада происходит в 1 сек в 1,00 г смоляной руды, содержащей 70% урана? Можно принять, что улетучивания радона из руды не происходит.

*Ответ: 53 000 1/сек.*

7. 1 г радия очищен от продуктов распада и затем запаян в ампулу. Сколько гелия накопится в ампуле за 60 дней? Выразите результат в  $см^3$  (при нормальных условиях).

*Ответ. 0,028  $см^3$ .*

8. Какова величина природной радиоактивности 1 мг обычного хлористого калия (KCl), выраженная в распадах в минуту?

*Ответ: 1,0 распад/мин·мг.*

## ЛИТЕРАТУРА \*

1. Becquerel H., Compt. rend., **122**, 422, 501, 559, 689, 762, 1086 (1896).
2. Joliot F., Curie I., Artificial Production of a New Kind of Radio-Element, Nature. **133**, 201 (1934).
3. Rutherford E., Collision of  $\alpha$  Particles with Light Atoms. IV. An Anomalous Effect in Nitrogen, Phil. Mag., **37**, 581 (1919).
4. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T., Table of Isotopes, Revs. Modern Phys., **30**, 535 (1958).
5. National Academy of Sciences — National Research Council, Nuclear Data Sheets, Washington, 1958—1963.
6. General Electric Company, Chart of the Nuclides, sixth edition, 2nd printing, Schenectady, December, 1962.
7. Seaborg G. T., The Transuranium Elements, Yale University Press, New Haven, 1958.
8. Seaborg G. T., The Neptunium ( $4n+1$ ) Radioactive Family, Chem. Eng. News, **26**, 1902 (1948).
- 9\*. Rutherford E., Chadwick J., Ellis C. D., Radiations from Radioactive Substances, Cambridge University Press, 1930.
10. Meyer S., Schweidler E., Radioaktivität, B. G. Teubner, Berlin, 1927.
- 11\*. Jauseney G. E. M. The Early Years of Radioactivity, Am. J. Phys., **14**, 226 (1946).

\* После гл XV приводится список дополнительной литературы на русском языке.

## Атомное ядро

### А. СТРОЕНИЕ АТОМА

**Модель атома Томсона.** В те годы, когда было открыто явление радиоактивности, химические элементы считались неизменными, ибо их основные свойства не изменялись в результате участия в различных химических и физических процессах. Однако от этих представлений пришлось отказаться, как только было установлено, что при радиоактивных процессах происходит распад одних и образование других элементов.

Уже в 1897 г., когда Дж. Дж. Томсон открыл электрон, стало ясно, что атом должен иметь некоторую структуру. На основании опытов по рассеянию  $X$ -лучей и электронов веществом Томсон и другие ученые пришли к заключению, что число электронов в атоме приблизительно соответствует его атомному весу. (В 1911 г. Баркла показал, что число электронов в атоме близко к половине атомного веса.) После того как Томсон определил массу электрона, которая оказалась примерно в 2000 раз меньше массы атома водорода, то, естественно, возникло предположение, что большая часть массы атома связана с некоторым положительно заряженным образованием.

Теперь предстояло выяснить, как распределены положительные и отрицательные части в целом нейтрального атома. В 1910 г. Томсон предложил модель атома, согласно которой положительный заряд равномерно распределен в пределах атома (величина последнего порядка  $10^{-8}$  см), а электроны вкраплены в эту тяжелую желеобразную массу, занимая в ней определенные положения.

**Рассеяние  $\alpha$ -частиц.** Модель Томсона просуществовала недолго, так как она противоречила результатам опытов Резерфорда с сотрудниками по рассеянию  $\alpha$ -частиц тонкими металлическими фольгами. Если на тонкую фольгу падает коллимированный пучок  $\alpha$ -частиц, то по прохождении фольги некоторая часть  $\alpha$ -частиц оказывается отклоненной от первоначального направления. Отклонение, по-видимому, обусловлено электростатическим взаимодействием между положительно заряженной  $\alpha$ -частицей и положительно и отрицательно заряженными структурными элементами атомов рассеивающей фольги. При прохождении  $\alpha$ -частицы через атом Томсона отклонение, очевидно, не может быть значительным вследствие диффузного распределения зарядов в рассеивающем атоме. Первые опыты Гейгера (1908) по рассеянию в очень тонких фольгах действительно показали, что однократное взаимодействие  $\alpha$ -частицы с атомом приводит к отклонению преимущественно на очень малые углы (порядка  $1^\circ$ ). Однако в последующих опытах Гейгера и Марсдена было установлено, что

некоторая часть  $\alpha$ -частиц рассеивается и на большие углы (даже более  $90^\circ$ ), причем отклонения на большие углы встречаются чаще, чем это можно объяснить взаимодействием со слабым электростатическим полем атома Томсона. Вначале это несоответствие попытались истолковать как результат ряда последовательных соударений  $\alpha$ -частицы с атомами, т. е. многократным рассеянием. Однако Резерфорд с помощью простых статистических оценок показал, что вероятность отклонения на большие углы в результате многократного рассеяния на порядок меньше экспериментально наблюдаемого. Это позволило ему отказаться от модели атома Томсона и предложить новую ядерную модель атома, которая вскоре была принята всеми.

**Ядерная модель атома Резерфорда.** В основополагающей статье 1911 г. [1] Резерфорд высказал мысль, что наблюдаемое отклонение на большие углы является результатом однократного рассеяния в сильном кулоновском поле. Для этого потребовалось предположить, что положительный заряд атома и большая часть его массы сосредоточены в очень малом объеме, позднее получившем наименование ядра атома. В этой модели атома электроны располагаются вокруг ядра по сфере атомного размера, причем количество электронов таково, что их суммарный отрицательный заряд компенсирует положительный заряд ядра. Согласно представлениям Резерфорда, рассеяние  $\alpha$ -частиц обусловлено электростатическим взаимодействием с центральным положительным зарядом; ролью электронов можно пренебречь. Рассматривая центральный заряд атома ( $Ze$ ) и заряд  $\alpha$ -частицы ( $Z_\alpha e = 2e$ ) как точечные, Резерфорд считал, что сила взаимодействия между ними подчиняется закону Кулона:  $F = (Ze \cdot Z_\alpha e)/d^2$ , где  $d$  — расстояние между зарядами. На основе этого представления и при введении дополнительного упрощения (а именно: ядро является настолько тяжелым, что при столкновении может рассматриваться покоящимся) Резерфорд показал, что траектория  $\alpha$ -частицы в поле ядра представляет гиперболу, причем ядро помещается в ее внешнем фокусе. Учитывая законы сохранения энергии и момента количества движения, а также геометрические свойства гиперболы, Резерфорд вывел свою знаменитую формулу [2, 3]

$$n(\varphi) = n_0 \frac{Nt}{16r^2} \left( \frac{Ze \cdot Z_\alpha e}{\frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\varphi/2)}. \quad (1)$$

Здесь  $n(\varphi)$  — число  $\alpha$ -частиц, рассеянных под углом  $\varphi$  и приходящихся на  $1 \text{ см}^2$  детектора, который находится на расстоянии  $r$  от точки рассеяния;  $\varphi$  — угол между направлениями движения  $\alpha$ -частицы до и после рассеяния;  $n_0$  — число  $\alpha$ -частиц в пучке, падающем на рассеивающую фольгу;  $t$  — толщина рассеивателя;  $N$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$  рассеивающего вещества;  $M_\alpha$  и  $v_\alpha$  — масса и начальная скорость  $\alpha$ -частицы.

Специфической особенностью формулы Резерфорда является то, что она предсказывает «острые» зависимости доли рассеянных  $\alpha$ -частиц от угла рассеяния ( $n(\varphi)/n_0$  обратно пропорционально четвертой степени синуса половины угла рассеяния) и энергии  $\alpha$ -частиц ( $n(\varphi)/n_0$  обратно пропорционально квадрату энергии  $\alpha$ -частицы). Гейгер и Марсден поставили ряд экспериментов, полностью подтвердивших справедливость формулы Резерфорда при рассеянии  $\alpha$ -частиц на тяжелых элементах. При некоторой модернизации, связанной с учетом смещения ядра при столкновении с  $\alpha$ -частицей, теория Резерфорда правильно описывает и результаты опытов по рассеянию  $\alpha$ -частиц на легких элементах.

**Заряд ядра и атомный номер.** Экспериментальное подтверждение зависимостей, предсказываемых формулой (1), привело к всеобщему признанию предложенной Резерфордом ядерной модели атома. Согласно этой модели, атом представляет собой систему, состоящую из маленького положительно заряженного ядра, в котором сосредоточена практически вся масса атома, и окружающих ядро отрицательно заряженных электронов. Кроме того, установленный закон рассеяния сделал возможным определение величины зарядов ядер атомов, так как, согласно формуле Резерфорда, интенсивность рассеяния под данным углом пропорциональна квадрату заряда ядра. Именно в результате анализа опытов по рассеянию  $\alpha$ -частиц в различных веществах были впервые определены величины зарядов ядер ряда атомов. Таким путем было установлено, что заряд ядра атома, выраженный в единицах заряда электрона  $e$ , равен атомному номеру  $Z$ , т. е. порядковому номеру данного элемента в таблице Менделеева. Это соответствие независимо путем было подтверждено Мозли, который развил метод определения зарядов ядер, основанный на изучении рентгеновских спектров элементов [4]. Мозли установил, что частоты  $K$ -линий характеристического рентгеновского излучения элементов монотонно возрастают с увеличением порядкового номера элемента в таблице Менделеева. Корень квадратный из частоты  $K$ -линий пропорционален  $(Z - 1)$ , где  $Z$  — атомный номер, отождествленный с числом единиц положительного заряда в ядре. Число  $Z$ , которое также равно числу электронов в нейтральном атоме, очевидно, однозначно определяет химические свойства элемента.

Вслед за признанием новой ядерной модели атома на основании исследований оптических и рентгеновских спектров был достигнут дальнейший прогресс в понимании строения атома. В результате в 1913 г. появилась известная теория Бора, а позднее и ее квантовомеханическая интерпретация. Однако в настоящей книге закономерности поведения электронных структур атома рассматриваться не будут; материал книги ограничен вопросами, непосредственно связанными с составом и свойствами ядер.

## Б. СТРОЕНИЕ ЯДРА

**Размер и плотность ядер.** Поставленные в лаборатории Резерфорда опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц не только позволили предложить новую модель атома и установить заряды ядер, но дали также возможность получить сведения о размерах ядер. Действительно, согласно закону сохранения энергии,

$$\frac{1}{2} M_{\alpha} v^2 = \frac{1}{2} M_{\alpha} v_1^2 + \frac{2Ze^2}{d}.$$

Здесь  $M_{\alpha}$  и  $v$  — масса и начальная скорость  $\alpha$ -частицы;  $v_1$  — скорость  $\alpha$ -частицы на расстоянии  $d$  от ядра с зарядом  $Ze$  ( $v_1 < v$  в результате торможения в кулоновском поле);  $2e$  — заряд  $\alpha$ -частицы. Минимальное расстояние  $d_0$ , очевидно, достигается при лобовом соударении, когда  $\alpha$ -частица рассеивается назад (под углом  $\pi$ ). В точке поворота  $v_1 = 0$  и, следовательно,

$$d_0 = \frac{4Ze^2}{M_{\alpha} v^2} = 1,4 \cdot 10^7 \cdot \frac{Z}{v^2} \text{ см.}$$

При использовании природных  $\alpha$ -излучателей скорости  $\alpha$ -частиц лежат в пределах от  $1,3 \cdot 10^9$  до  $1,9 \cdot 10^9$  см/сек, поэтому  $d_0 = (4-8) \cdot 10^{-14} Z$  см.

Это соответствует следующим значениям:  $(0,5—1) \cdot 10^{-12}$  см для Al,  $(1—2) \cdot 10^{-12}$  см для Cu и  $(3—6) \cdot 10^{-12}$  см для Au.

Очевидно, если опыты по рассеянию согласуются с формулой Резерфорда, радиусы ядер ( $R$ ) не могут превышать вычисленные значения  $d_0$  ( $R \leq d_0$ ). В противном случае на малых расстояниях не существовало бы кулоновского взаимодействия и наблюдалось бы не резерфордовское, а аномальное рассеяние. Действительно, при рассеянии  $\alpha$ -частиц из природных источников на тяжелых элементах (Cu, Ag, Au) имеет место полное согласие опытных данных с уравнением (1), но при рассеянии на Al и других легких элементах наблюдаются отклонения от закона, предсказываемого формулой Резерфорда. Расстояние, на котором силы отталкивания делаются слабее, чем должно быть по закону Кулона (для Al  $\sim 7 \cdot 10^{-13}$  см), отождествляют с радиусом ядра.

Размер ядра составляет величину порядка  $10^{-12}$  см и в то же время в нем сосредоточена почти вся масса атома (размер которого порядка  $10^{-8}$  см), поэтому плотность ядерной материи должна чрезвычайно сильно превышать плотность обычного вещества. Плотность ядерного вещества составляет около  $10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, т. е.  $10^8$  т/см<sup>3</sup>.

Поскольку установлено, что масса атома сконцентрирована в его ядре и атомы разных элементов характеризуются определенным зарядом ядра, становится понятным, что радиоактивное превращение атомов является ядерным процессом. Но если это так, то ядро нельзя рассматривать как неделимую частицу; оно в свою очередь должно иметь некоторое строение. Но-видимому, силы, связывающие ядро воедино, должны быть большими по величине, но эффективно действующими лишь на малых расстояниях. Природа этих сил до сих пор до конца не выяснена.

**Изотопы и атомные веса.** Существование изотопов было обнаружено, когда выяснилось, что различные радиоактивные вещества, входящие в природные радиоактивные семейства, могут быть химически идентичны. Например, RaB, AcB и ThB все обладают химическими свойствами свинца (см. гл. I). Это открытие послужило толчком к поискам изотопов у стабильных элементов. Уже в 1913 г. Дж. Дж. Томсон, проводя опыты по отклонению ионов в электрическом и магнитном полях, обнаружил, что атомы неона не однородны, а состоят из двух изотопов с атомными весами 20 и 22 (теперь известен и третий изотоп неона с атомным весом 21). Впоследствии — в значительной степени благодаря пионерским масс-спектральным исследованиям Астона — было установлено, что большинство элементов состоит из смеси изотопов, атомные веса которых являются почти точно целочисленными. Последнее обстоятельство на новой основе возродило интерес к старой (столетней давности) гипотезе Проута, согласно которой все элементы построены из водорода.

Ядро водорода, именуемое протоном, является простейшим ядром. Его положительный заряд по величине равен отрицательному заряду электрона и составляет  $4,8030 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. ед. Масса протона приблизительно равна массе атома водорода и, согласно шкале атомных весов, составляет величину, близкую к 1.

**Протоно-электронная гипотеза.** Поскольку и массы и заряды ядер являются величинами, почти точно кратными массе и заряду протона, естественно было предположить, что все ядра построены из протонов. Однако массовые числа  $A$  ( $A$  — ближайшее к атомному весу целое число) всех элементов или изотопов больше их атомного номера  $Z$  примерно

вдвое (и более к концу периодической системы), тогда как у водорода  $Z = A$ . Поэтому возникла необходимость предположить, что ядро с массовым числом  $A$  и атомным номером  $Z$  кроме  $A$  протонов содержит еще  $(A - Z)$  электронов, которые, практически не изменяя массы, уменьшают положительный заряд ядра до величины  $Z$ . Согласно этой гипотезе, ядро азота ( $A = 14$ ,  $Z = 7$ ) должно состоять из 14 протонов и 7 электронов, а ядро урана ( $A = 238$ ,  $Z = 92$ ) — из 238 протонов и 146 электронов.

Мысль о том, что в состав ядра входят электроны, казалась естественной, так как при радиоактивном распаде наблюдалось испускание  $\beta$ -частиц. Следуя этой гипотезе, испускание  $\alpha$ -частиц связывали с существованием в ядре или образованием в момент  $\alpha$ -распада прочно связанных сложных частиц, состоящих из 4 протонов и 2 электронов.

Однако вскоре выяснилось, что представление о наличии в ядре свободных электронов приводит к определенным противоречиям. Последние возникают при рассмотрении статистики и момента количества движения ядер (следующий раздел В), а также при сопоставлении «размеров» ядра и электрона. Действительно, если свободный электрон заключен и движется в пределах ядра, то длина соответствующей ему дебройлевской волны  $\lambda$  не должна существенно превышать размеры ядра, т. е.  $\lambda \cong 10^{-12}$  см. Тогда импульс электрона  $mv = h/\lambda$  оказывается равным  $6,6 \cdot 10^{-15}$  эрг·сек/см, а его кинетическая энергия составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  эрг (см. приложение Б — релятивистское соотношение между импульсом и энергией). Полученная величина более чем на порядок превышает экспериментально наблюдаемые значения кинетической энергии  $\beta$ -частиц. Таким образом, опыт противоречит представлению о существовании в ядре свободных электронов; это и заставило ввести дополнительное предположение, что электроны в ядре находятся не в свободном, а в связанном состоянии — входят в состав значительно более тяжелых агрегатов, например  $\alpha$ -частиц или других комбинаций из протонов и электронов. Интересно, что еще в 1920 г. Резерфорд высказал предположение о существовании в ядре «нейтрона» — комбинации из протона и электрона.

**Открытие нейтрона.** В последующие годы было сделано много бесплодных попыток доказать существование постулированного Резерфордом нейтрона. Наконец, в 1932 г. Чэдвик [5] достиг успеха. Он исследовал сильно проникающее излучение, возникновение которого наблюдалось ранее и другими экспериментаторами при бомбардировке  $\alpha$ -частицами бериллия или бора. Вначале предполагалось, что это очень жесткие  $\gamma$ -лучи, но когда выяснилось, что неизвестное излучение способно выбивать из водородсодержащих веществ, например парафина, быстрые протоны, от этого предположения пришлось отказаться, так как оно противоречило законам сохранения энергии и импульса. Чэдвик показал, что все опытные факты легко объясняются, если исходить из того, что загадочное излучение представляет собой поток нейтронов, т. е. нейтральных частиц с массой, примерно равной массе протона. Если нейтроны ( $n$ ) образуются в результате ядерной реакции  $B^{11} + He^4 \rightarrow N^{14} + n^1$ , то, измеряя энергию начальных и конечных частиц и зная массы ядер, можно определить массу нейтрона. Согласно вычислениям Чэдвика, масса нейтрона оказалась немного меньше суммы масс протона и электрона, и вначале, в духе гипотезы Резерфорда, он считал, что нейтрон состоит «из тесно связанных протона и электрона». Однако более поздние точные измерения показали, что масса нейтрона на 0,08% больше массы атома водорода.

Поскольку нейтрон не имеет заряда, то при движении в среде он не вызывает непосредственно ионизации, поэтому наблюдать нейтроны значительно труднее, чем заряженные частицы. Кроме того, свободный нейтрон не является стабильной частицей — он испытывает радиоактивный распад с периодом полураспада около 13 мин, превращаясь в протон и электрон. По-видимому, по этим причинам нейтрон относительно долго не удавалось обнаружить.

**Протонно-нейтронная гипотеза.** После открытия нейтронов протонно-электронная гипотеза строения ядра, столкнувшись с рядом противоречий с опытом, была быстро отброшена и заменена протонно-нейтронной гипотезой. Согласно новым представлениям, ядро состоит из протонов и нейтронов, совместно именуемых нуклонами. Число протонов в ядре равно атомному номеру  $Z$ , а сумма чисел протонов и нейтронов (т. е. число нуклонов) равна массовому числу  $A$ . Следовательно, число нейтронов  $N = A - Z$ . Таким образом, например, ядро азота ( $A = 14$ ,  $Z = 7$ ) состоит из 7 протонов и 7 нейтронов. Атомные номера  $Z$  известных элементов лежат в пределах от 1 для водорода до 103 для недавно открытого трансуранового элемента лоуренсия\*. Число нейтронов в известных ядрах (нейтронное число  $N$ ) изменяется от 0 до 156. Массовые числа  $A$  находятся в пределах от 1 до 257. Разность  $N - Z$  (или  $A - 2Z$ ) между числом нейтронов и протонов в ядре определяет избыток нейтронов и называется изотопическим числом.

Для обозначения определенного индивидуального ядра употребляется обычный символ элемента, у основания которого слева пишется атомный номер, а наверху справа — массовое число; например,  ${}^2\text{He}^4$ ,  ${}_{27}\text{Co}^{59}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{235}$ . Часто атомный номер опускают, так как он просто дублирует символ химического элемента.

**Изотопы и нуклиды.** Как уже упоминалось, изотопами называются разновидности атомов одного и того же элемента, обладающие различными массовыми числами, т. е. атомы, ядра которых имеют одинаковые  $Z$ , но разные  $A$ . В ядрах разных изотопов данного элемента с одним и тем же числом протонов сочетается различное число нейтронов. Например, ядро  ${}_{17}\text{Cl}^{35}$  состоит из 17 протонов и 18 нейтронов, а ядро  ${}_{17}\text{Cl}^{37}$  содержит 17 протонов и 20 нейтронов. В состав ядра дейтерия — редкого изотопа водорода — входит один протон и один нейтрон.

В результате масс-спектроскопических исследований в настоящее время известно, что у элементов с  $Z = 1-83$  в среднем имеется более чем по три стабильных изотопа. Некоторые элементы, такие, как бериллий, фосфор, мышьяк, висмут, имеют только по одному стабильному изотопу, тогда как у олова, например, их 10.

Стабильные изотопы данного элемента обычно встречаются совместно и находятся в определенном соотношении. Именно поэтому определения атомного веса данного элемента, произведенные на образцах, полученных из совершенно различных источников, обычно согласуются в пределах экспериментальных ошибок. Однако из этого правила постоянного изотопного соотношения имеются некоторые знаменательные исключения. Одним из них является изменение относительной распространенности изотопов свинца, особенно в рудах, содержащих уран и торий. Оказывается,

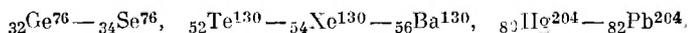
\* В 1964 г. группой советских ученых во главе с Г. Н. Флеровым на циклотроне многозарядных ионов в Дубне был получен элемент  $N 104$ , названный «курчатовием» в честь П. В. Курчатова.— *Прим. ред.*

что соотношение изотопов  $\text{Rb}^{206}$ ,  $\text{Rb}^{207}$  и  $\text{Rb}^{208}$ , являющихся конечными продуктами трех радиоактивных семейств, и нерадиогенного  $\text{Rb}^{204}$  зависит от возраста и состава руд. Аналогично наблюдается повышенное содержание изотопа  $\text{Sr}^{87}$  в породах, содержащих рубидий; это связано с образованием  $\text{Sr}^{87}$  при  $\beta$ -распаде  $\text{Rb}^{87}$ . Гелий, поступающий из газовых скважин, по-видимому, обязан своим происхождением радиоактивным процессам ( $\alpha$ -распаду); содержание в нем редкого изотопа  $\text{He}^3$  значительно меньше, чем в атмосферном гелии.

В воде, забранной из различных источников, наблюдается не вполне одинаковое отношение  $\text{H}^1/\text{H}^2$ . В некоторых случаях это обусловлено тем, что тяжелая вода имеет несколько меньшую упругость пара, чем обычная, и при испарении происходит обогащение жидкости тяжелым изотопом водорода. Именно этим объясняется повышенное содержание тяжелого водорода в воде Мертвого моря и в некоторых овощах. В воде с аномально высоким содержанием  $\text{H}^2$  обычно наблюдается также несколько повышенное по сравнению с обычным отношение  $\text{O}^{18}/\text{O}^{16}$ . Другой причиной, которая может приводить к небольшим отклонениям соотношения изотопов от нормального, является некоторая зависимость химического равновесия от молекулярных весов реагентов. Следствием этой зависимости является изотопное обогащение при протекании химических реакций в природных условиях. Например, небольшое обогащение известняка изотопом  $\text{C}^{13}$  по сравнению с другими углеродсодержащими веществами связано с тем, что в системе  $\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2\text{CO}_3$  равновесие сдвинуто вправо несколько больше в случае  $\text{C}^{13}\text{O}_2$ . Влияние изотопных эффектов на равновесие и скорости химических реакций более подробно рассматривается в гл. VII, раздел В.

Термин «изотоп» употребляется также и в более широком смысле, выходящем за рамки данного выше определения. Часто его используют для наименования определенного ядра, которому соответствуют данные значения  $Z$  и  $A$ . В этом смысле термин «изотоп», по предложению Комана, заменяют термином «нуклид». Нуклид — согласно Коману — «разновидность атомов, характеризующаяся определенным составом ядра, данным числом протонов и нейтронов в ядре».

**Изобары, изотоны и изомеры.** Разновидности атомов, обладающих разными атомными номерами, но одинаковыми массовыми числами, называются *изобарами*. Приведем несколько примеров изобар:



Атомы, ядра которых содержат одинаковое число нейтронов при разных массовых числах, иногда называют *изотонами*. Примером могут служить нуклиды  ${}_{14}\text{Si}^{30}$ ,  ${}_{15}\text{P}^{31}$  и  ${}_{16}\text{S}^{32}$ , каждый из которых содержит в ядре по 16 нейтронов.

Среди естественных радиоактивных веществ, рассматривающихся в гл. I, имеется два вещества —  $\text{UX}_2$  и  $\text{UZ}$ , — которые обладают одинаковыми массовыми числами и одинаковыми атомными номерами, но все же различаются по своим радиоактивным свойствам. Это пример ядер-изомеров. Хотя  $\text{UX}_2$  и  $\text{UZ}$  были известны уже много лет, явление ядерной изомерии не привлекало большого внимания, пока в 1937 г. среди искусственно полученных радиоактивных элементов не была открыта еще одна пара изомеров\* у брома-80. В настоящее время известно около 250 слу-

\* Изомерия  $\text{Br}^{80}$  была открыта и детально исследована И. В. Курчатовым, Б. В. Курчатовым, Л. В. Мысовским, Л. И. Русиновым в 1935 г. — *Прим. ред.*

чаев ядерной изомерии. Изомеры — это ядра одного и того же вида, но находящиеся в различных энергетических состояниях. Эти состояния нестабильны, и каждому из них соответствует определенное среднее время жизни. У некоторых ядер обнаружено даже более двух изомерных состояний. Так, например,  $Sb^{124}$  соответствуют три различные активности с периодами полураспада соответственно 60 дней, 1,5 мин и 21 мин. Для обозначения возбужденных состояний ядер-изомеров употребляется значок  $m$ , ставящийся после массового числа. Если имеется два или более изомерных состояний (помимо основного), то они обозначаются значками  $m_1$ ,  $m_2$  и т. д. в порядке возрастания энергии возбуждения. Например, изомеры сурьмы записывают в виде  $Sb^{124}$  (60 дней, основное состояние),  $Sb^{124m_1}$  (1,5 мин),  $Sb^{124m_2}$  (21 мин). Ядра-изомеры не являются индивидуальными нуклидами\*.

## В. СВОЙСТВА ЯДЕР

**Масса и энергия.** Массы атомных ядер, выраженные в обычных единицах массы, весьма малы (менее  $10^{-21}$  г), и их обычно выражают в других единицах. Многие годы пользовались так называемой физической шкалой атомных весов, в которой в качестве стандарта выбран изотоп кислорода  $O^{16}$ , масса которого принята равной точно 16,00000 массовым единицам. Следует заметить, что эта шкала отличается от химической шкалы атомных весов, которая применяется для выражения атомных весов в химических расчетах. В химической шкале атомный вес 16,00000 соответствует природной смеси изотопов кислорода, содержащей небольшие количества  $O^{17}$  и  $O^{18}$ . Следовательно, массовые единицы по химической шкале больше, чем по физической, и численное значение атомного веса некоторого элемента будет меньше, если оно выражено в химической шкале. Пересчет производится с помощью множителя, равного  $1,000272 \pm 0,000005$ ; некоторая неопределенность множителя обусловлена степенью точности данных об изотопном составе природного кислорода.

Чтобы устранить двойную шкалу и неточности в определении атомных весов по химической шкале, в 1960—1961 гг. Международными союзами чистой и прикладной физики и чистой и прикладной химии была принята новая шкала атомных весов, основанная на массе атома изотопа  $C^{12}$ ; атомный вес последнего принят равным точно 12,00000 единицам. По этой шкале масса  $O^{16}$  равна 15,994915, а массы всех других атомов оказываются на 0,0318% меньше, чем по старой физической шкале. С другой стороны, различие между новой углеродной шкалой и старой химической шкалой атомных весов составляет лишь около 0,005%, так что во всех практических расчетах химический атомный вес остается неизменным [6, 7].

В настоящей книге, так же как и во всех последних публикациях по ядерной физике и ядерной химии, атомные веса выражены в единицах новой углеродной ( $C^{12}$ ) шкалы. При работе с литературными источниками и сопоставлении данных необходимо учитывать, что во всех более ранних работах использовалась шкала, основанная на  $O^{16}$ .

Следует иметь в виду, что при использовании любой шкалы в таблицах приводятся массы атомов, а не ядер. Это значит, что в них включена (с учетом энергии связи) масса всех орбитальных электронов нейтрального атома. Такой способ выражения, как будет видно дальше, имеет определенные преимущества при обработке данных, получаемых при иссле-

\* Подробнее о ядерной изомерии см. гл. II (раздел Д) и гл. VIII (раздел Г).

довании ядерных реакций и энергетических эффектов ядерных процессов. Нужно также помнить, что в опыте всегда измеряются массы атомов или разности атомных масс.

Точные значения атомных масс экспериментально определяются с помощью масс-спектрометрической техники. Существуют различные типы масс-спектральных приборов. Как правило, отношение заряда положительно заряженных ионов к их массе определяется по величине отклонения ионного пучка в результате комбинированного действия магнитного и электрического полей. Различные системы приборов отличаются устройством, позволяющим осуществлять для ионов с данным отношением  $e/M$  фокусировку либо по скоростям, либо по направлениям, либо по тому и другому. Приборы, в которых массовый спектр регистрируется на фотопластинке, называются масс-спектрографами, а приборы, где собирается и измеряется ионный ток, — масс-спектрометрами.

Современная масс-спектральная техника позволяет проводить определения масс элементов от водорода до висмута с точностью, лежащей в пределах от 0,02 до 10 частей на миллион (промилле). Для прецизионных измерений масс обычно применяется так называемый метод дублетов, в котором непосредственное измерение абсолютных значений масс заменяется измерением разности между двумя почти равными массами. Все измерения должны быть, конечно, отнесены к стандарту  $C^{12}$ . Но для удобства в качестве субстандартов приняты массы  $H^1$ ,  $H^2$  и  $O^{16}$ , и в связи с этим они были тщательно определены путем исследования основных дублетов:

$(C^{12}H_2^+)$  и  $(O^{16})^+$  — отношение массы к заряду равно 16,

$(H_2^+)$  и  $(C^{12})^{2+}$  — отношение массы к заряду равно 6,

$(H^2)^+$  и  $(H_2^+)$  — отношение массы к заряду равно 2.

В углеродной ( $C^{12}$ ) шкале единиц масса атомов водорода (иногда неправильно называемая массой протона) равна 1,0078252, масса нейтрона — 1,0086654, масса электрона — 0,0005486 массовой единицы. Одна атомная единица массы (сокращенно а. е. м.) равна  $1,660 \cdot 10^{-24}$  г.

Одним из важных следствий специальной теории относительности Эйнштейна является эквивалентность массы и энергии. Полная энергия  $E$  системы с массой  $M$  определяется выражением

$$E = Mc^2,$$

где  $c$  — скорость света ( $2,99792 \cdot 10^{10}$  см/сек). Следовательно, масса ядра является непосредственной мерой заключенной в ядре энергии. Измеренные массы ядер всегда меньше суммы масс, составляющих ядро нуклонов. Разность этих двух величин называется энергией связи ядра.

Чтобы найти энергетический эквивалент одной атомной единицы массы, положим  $M = 1,660 \cdot 10^{-24}$  г и  $c = 2,998 \cdot 10^{10}$  см/сек, откуда следует  $E = Mc^2 = 1,492 \cdot 10^{-3}$  эрг. Однако в ядерных исследованиях в качестве единицы энергии обычно употребляют не эрг, а электронвольт (эв), килоэлектронвольт (1 кэв = 1000 эв) и мегаэлектронвольт (1 Мэв =  $10^6$  эв). Электронвольт определяется как энергия, которую получает (или затрачивает) электрон при прохождении разности потенциалов, равной 1 в.

$$1 \text{ эв} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}; \quad 1 \text{ Мэв} = 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.}$$

Используя эти новые единицы, получим

$$1 \text{ а. е. м.} = 931,5 \text{ Мэв}$$

$$1 \text{ электронная масса} = 0,5110 \text{ Мэв.}$$

В качестве примера вычислим энергию связи  $\text{He}^4$ . Масса  ${}^4_2\text{He}$  равна 4,002604. Сумма масс двух атомов водорода\* и двух нейтронов равна  $2 \cdot 1,0078252 + 2 \cdot 1,0086654 = 4,032981$ . Таким образом, энергия связи  $\text{He}^4$  равна  $4,032981 - 4,002604 = 0,030377$  а.е.м., или  $0,030377 \cdot 931,5 = 28,30$  Мэв. Следовательно, энергия связи, приходящаяся в ядре  $\text{He}^4$  на один нуклон, приблизительно равна 7,1 Мэв.

Вычисленная таким образом энергия связи дейтрона равна 2,225 Мэв. В действительности это значение сначала было определено экспериментально, посредством измерения порога фоторасщепления дейтрона на протон и нейтрон. Сопоставлением этой величины с массами протона и дейтрона, измеренными масс-спектроскопически, была определена масса нейтрона. Точный метод прямого измерения массы нейтрона неизвестен.

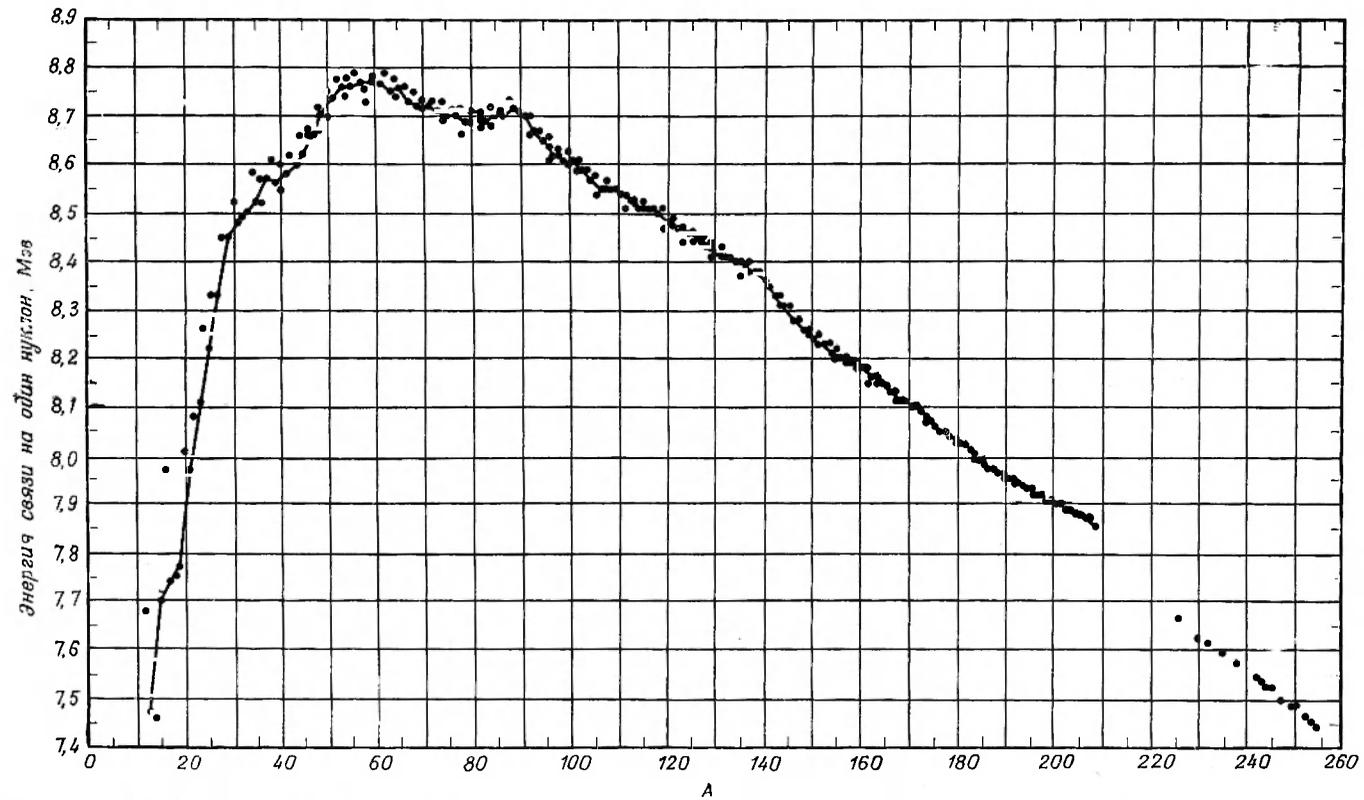
Средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон во всех элементах, за исключением нескольких наиболее легких, почти одинакова.

При  $A > 11$  средняя энергия связи в расчете на один нуклон ( $\epsilon$ ) лежит в пределах от 7,4 до 8,8 Мэв. Наибольшее значение ( $\sim 8,8$  Мэв) приходится на область массовых чисел вблизи  $A = 60$  (железо и никель). На рис. 5 графически показана зависимость средней энергии связи нуклона в ядре от массового числа  $A$ . Точки соответствуют всем стабильным и некоторым тяжелым радиоактивным ядрам. В направлении тяжелых элементов спад кривой от максимума происходит довольно медленно: у самых тяжелых ядер средняя энергия связи на один нуклон составляет около 7,5 Мэв. В сторону элементов более легких, чем железо, спад с уменьшением  $A$  происходит значительно быстрее.

На фоне медленного изменения энергии связи в расчете на один нуклон ( $\epsilon$ ) при внимательном рассмотрении графика на рис. 5 можно обнаружить интересные детали. В области легких элементов значения  $\epsilon$  для четных  $A$  в общем заметно больше среднего значения  $\epsilon$  для соседних нечетных  $A$ . Та же закономерность справедлива и для более высоких массовых чисел. Некоторые нарушения монотонного хода кривой (например, при  $A \approx 88$ ) отражают не ошибки измерений, а надежно установленную физическую реальность. Они будут обсуждены позднее в связи с рассмотрением ядерных оболочек. Среди наиболее легких ядер наблюдается нерегулярное изменение энергии связи на один нуклон. В частности, энергии связи  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}$  и  ${}^{16}_8\text{O}$  очень высоки (см. рис. 5а). Это обстоятельство имеет важное значение. Дело в том, что энергия, излучаемая Солнцем, возникает, по-видимому, в результате ряда ядерных превращений, суммарный эффект которых сводится к весьма экзотергическому процессу образования атомов гелия из атомов водорода. Энергетически выгодно также деление наиболее тяжелых ядер на два примерно равных осколка, так как ядра, расположенные вблизи середины периодической системы, имеют наибольшую энергию связи на один нуклон. Имеются доказательства, что центральная часть Земли состоит в основном из железа и никеля; повышенная распространенность этих элементов хорошо согласуется с наличием максимума на кривой ядерной стабильности в области  $A \approx 60$  (см. гл. XV, раздел Б).

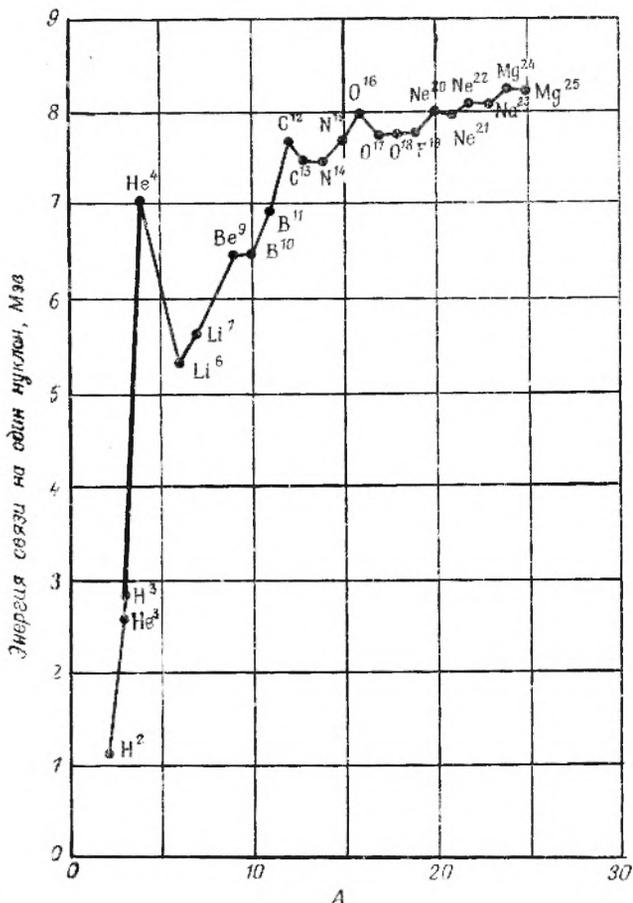
Такие понятия, как «дефект массы» и «коэффициент упаковки», непосредственно связаны с энергией связи. В старых руководствах эти величины приводились чаще, чем энергия связи. Дефект массы  $\Delta$  представляет собой разность между массой атома  $M$  и его массовым числом  $A$ :

\* Поскольку в указанное значение массы  $\text{He}^4$  входит масса двух электронов, то ясно, что в расчете надо использовать именно массу атома водорода, а не массу протона.



Р и с. 5. Зависимость средней энергии связи в расчете на один нуклон от массового числа. (Кривая проведена через точки, соответствующие нечетным  $A$ .)

$\Delta = M - A$ . Коэффициентом упаковки  $f$  называется отношение дефекта массы к массовому числу:  $f = \Delta/A$ . Кривая зависимости коэффициента упаковки от массового числа проходит через минимум в области железа\*. Зависимость  $f$  от  $A$  в известной мере является обратной зависимости  $\epsilon$  от  $A$ . Так как в интервале от  $A \approx 20$  до  $A \approx 180$  масса атомов меньше



Р и с. 5а. Средняя энергия связи в расчете на один нуклон в области наиболее легких ядер.

соответствующих массовых чисел, то в этой области коэффициенты упаковки отрицательны. Для удобства табулирования коэффициенты упаковки обычно умножают на  $10^4$ . Хотя среднее значение энергии связи в расчете на один нуклон является довольно медленно меняющейся функцией массового числа, энергия связи, вносимая при присоединении к ядру *одного* дополнительного протона или нейтрона, может существенно изменяться

\*  $f = \frac{M - A}{A}$ .  $M = Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_{\text{n}} - \Delta\epsilon$ ;  $Z \approx A/2$ , откуда  $\epsilon = (m_{\text{n}} - 1) - \frac{Z}{A}(m_{\text{n}} - m_{\text{H}}) - f$ . Таким образом, чем меньше  $f$ , тем больше  $\epsilon$ . Максимум  $\epsilon$  соответствует минимуму  $f$  (в отрицательной области). — Прим. ред.

при переходе от одного ядра к другому, даже близлежащему. Рассматриваемая величина представляет собой выраженную в энергетических единицах алгебраическую сумму масс в системе: начальное ядро  $\pm$  дополнительный нуклон — конечное ядро. В качестве иллюстрации наблюдаемых флуктуаций приведем величины энергии связи дополнительного нейтрона в ядрах:  $Ti^{45}$ ,  $Ti^{46}$ ,  $Ti^{47}$ ,  $Ti^{48}$ ,  $Ti^{49}$  и  $Ti^{50}$ , равные соответственно 13,19; 8,88; 11,61; 8,15; 10,93 и 6,36 *Мэв*. Как видно, эффект, связанный с четностью или нечетностью массового числа, в этом случае выражен более ярко, чем для средних значений энергии связи на нуклон. Аналогичная тенденция наблюдается при присоединении дополнительного протона. Например, присоединение одного протона к ядрам  $_{50}Sn^{122}$ ,  $_{51}Sb^{123}$ ,  $_{52}Te^{124}$ ,  $_{53}I^{125}$  и  $_{54}Xe^{126}$  приводит к выделению энергии связи, равной соответственно 6,5; 8,6; 5,6; 7,6 и 4,4 *Мэв*.

В некоторых случаях целесообразно рассматривать энергию связи в ядре целого агрегата нуклонов, например  $\alpha$ -частицы. Энергию связи  $\alpha$ -частицы ( $He^4$  с массой 4,00260) в  $U^{235}$  (масса 235,04393) можно вычислить, зная массы этих ядер и массу ядра  $Th^{231}$  (231,03635). Она оказывается равной  $231,03635 + 4,00260 - 235,04393 = -0,00498$  а. е. м., или  $-4,64$  *Мэв*. Отрицательная энергия связи означает, что ядро  $U^{235}$  термодинамически неустойчиво по отношению к распаду на  $Th^{231}$  и  $He^4$ . Энергия связи  $\alpha$ -частиц отрицательна для всех «стабильных» ядер с  $A \gtrsim 140$  (см. гл. VIII, раздел А).

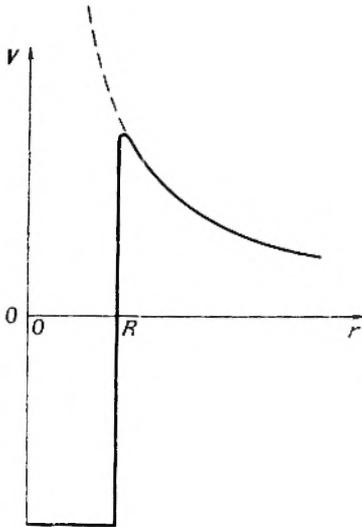
Массы радиоактивных ядер в некоторых случаях можно определить на основании точных данных об энергетическом балансе ядерных реакций, приводящих к образованию этих ядер, и сведений относительно энергии их распада. Этот вопрос будет рассматриваться несколько подробнее в разделе Е настоящей главы.

**Радиус ядра** [8]. Выше сообщалось, что уже первые опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц позволили приблизительно определить размеры легких ядер и оценить верхний предел радиусов тяжелых ядер. Когда были построены ускорители, позволяющие получать пучки быстрых протонов и  $\alpha$ -частиц с энергиями большими, чем при радиоактивном распаде, появилась возможность наблюдать отклонения от кулоновского взаимодействия при рассеянии заряженных частиц и на ядрах элементов с большими  $Z$ , вплоть до самых тяжелых. Это дало возможность измерять размеры всех ядер; полученные результаты лежат вблизи  $10^{-12}$  см.

При анализе опытов по рассеянию заряженных частиц под радиусом ядра понимается такое расстояние от его центра, на котором, помимо сил кулоновского отталкивания, начинают действовать специфические ядерные силы, вызывающие притяжение частицы к ядру. В результате действия этих двух сил зависимость потенциальной энергии положительно заряженной частицы в поле ядра от расстояния между их центрами имеет вид, схематически представленный на рис. 6.

Потенциальная яма, в пределах которой преобладают короткодействующие ядерные силы притяжения, не обязательно имеет такие вертикальные стенки, как показано на рис. 6. Поэтому радиус ядра  $R$  на самом деле не так четко определен, как можно судить по схематическому графику. Хотя эксперименты показывают, что радиус ядра является значительно более определенной величиной, чем радиус атома, не следует удивляться тому, что разные методы определения радиусов ядер дают несколько различные результаты. Скорее надо удивляться тому, что различные методы дают довольно близкие результаты.

Радиус потенциальной ямы, внутри которой существуют только короткодействующие ядерные силы, может быть определен не только в результате опытов по рассеянию положительно заряженных частиц, но также рядом других способов. «Площадь сечения» ядра можно установить из



Р и с. 6. Зависимость потенциальной энергии от расстояния от центра ядра;  $R$  — радиус потенциальной ямы.

опытов по поглощению и рассеянию быстрых нейтронов. Нейтроны должны обладать достаточно большой энергией ( $>10$  Мэв), чтобы соответствующая волна де Бройля имела длину, малую по сравнению с радиусом ядра. Если ядро рассматривать как совершенно «непрозрачный» шарик радиусом  $R$ , то площадь поглощающего быстрого нейтроны сечения ядра должна быть равна\*  $\pi R^2$ . Таким образом были определены радиусы ядра ряда элементов. Их величины лежат в пределах от  $3,8 \cdot 10^{-13}$  см для углерода до  $\sim 8 \cdot 10^{-13}$  см для висмута. Так как размеры ядер порядка  $10^{-13}$  см, то оказалось удобным ввести новую единицу длины — ферми ( $F$ ):  $1F = 10^{-13}$  см.

При радиоактивном распаде тяжелого ядра испускание  $\alpha$ -частицы связано с ее переходом через потенциальный барьер из области внутри ядра в область вне ядра, где ядерные силы не действуют. Вероятность этого процесса и, следовательно, среднее время жизни по отношению к  $\alpha$ -распаду очень сильно зависят от высоты потенциального барьера. Это значит, что константа  $\alpha$ -распада (или период полураспада) зависит от величины радиуса ядра  $R$ , так как при  $r = R$  потенциал отталкивающих кулоновских сил уже не компенсируется потенциалом ядерных сил притяжения. Квантовомеханическая теория  $\alpha$ -распада хорошо описывает соотношение между константой распада и энергией  $\alpha$ -частицы (см. гл. VIII, раздел А), что позволяет вычислять радиусы тяжелых ядер на основании опытных данных о  $E_\alpha$  и  $t_{1/2}$ . Таким образом были определены радиусы  $\alpha$ -радиоактивных ядер с  $A > 208$ ; они находятся в пределах от  $8,4 \cdot 10^{-13}$  до  $9,8 \cdot 10^{-13}$  см.

\* В большинстве экспериментов этого типа, когда прошедшие нейтроны детектируются на некотором расстоянии позади мишени, полное измеряемое сечение в действительности равно  $2\pi R^2$ . Помимо сечения поглощения  $\pi R^2$ , заметную роль играет такое же по величине сечение «теневого рассеяния». Этот эффект является общим свойством волновой оптики. Он не проявляется при падении света на макроскопический объект, так как рассеяние происходит в пределах угла  $\leq \lambda/2\pi R$ .

С другой стороны, та же вероятность прохождения через потенциальный барьер определяет вероятность ядерной реакции между ядром и падающей на него заряженной частицей. В этом случае в отличие от  $\alpha$ -распада частица пересекает барьер с внешней стороны внутрь ядра. Измеряя выходы таких реакций, можно определить радиусы в широких пределах  $A$ .

Все упомянутые методы позволяют определить то расстояние  $R$  от центра ядра, в пределах которого действуют ядерные силы. Результаты можно приближенно представить эмпирической формулой

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (2)$$

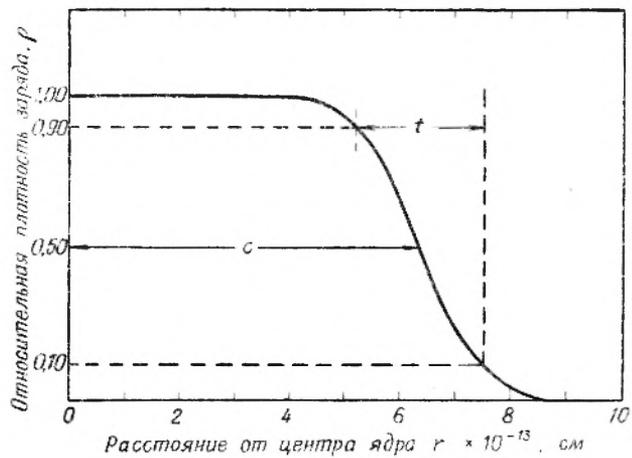
где  $r_0$  — постоянная, не зависящая от  $A$ . Величина  $r_0$  несколько зависит от метода определения радиуса ядра. В опытах по рассеянию быстрых нейтронов  $r_0 = 1,4F$ , по данным  $\alpha$ -распада  $r_0 = 1,3F$ , а по результатам исследования ядерных реакций под действием заряженных частиц  $r_0 \simeq 1,6F$  и к тому же в какой-то мере зависит от  $A$ .

Важным следствием зависимости (2) является то, что объем ядра пропорционален его массе, т. е. все ядра имеют приблизительно одинаковую плотность.

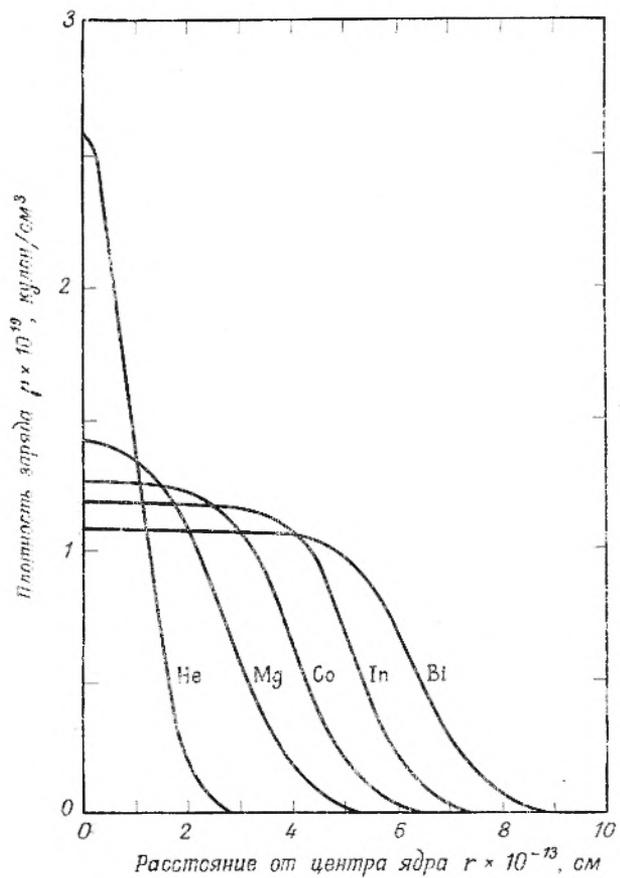
Еще один метод определения радиусов ядер, существенно отличный от рассмотренных выше, основан на рассеянии электронов. На электроны не действуют в заметной степени ядерные силы, и поэтому их рассеяние ядром в основном определяется тем, как распределены и какую занимают область электрические заряды в ядре. Данные по рассеянию электронов с умеренными энергиями ( $< 100$  Мэв) совместимы с представлениями о ядре как о сферическом образовании с равномерно распределенными зарядами. Однако радиусы ядер в этом случае заметно меньше, чем при определении другими методами. Результаты опытов по рассеянию электронов недостаточно хорошо описываются выражением (2), так как величина  $r_0$  изменяется от  $\sim 1,4F$  для легких ядер до  $\sim 1,2F$  для тяжелых ядер.

Как только энергия электронов становится выше  $\sim 100$  Мэв, длина дебройлевской волны делается столь малой, что появляется возможность исследовать некоторые детали распределения зарядов в пределах ядра. Опыты с электронами таких высоких энергий отчетливо показали, что вне пределов узкой области в ядре не существует равномерного распределения зарядов [8, 9]. Наблюдается уменьшение плотности заряда по направлению от центральной области к периферии ядра. Характер распределения заряда по радиусу ядра показан на рис. 7. В некоторой центральной области плотность зарядов приблизительно постоянна, а затем в направлении границы ядра наблюдается спад. Распределение заряда характеризуется двумя параметрами:  $c$  и  $t$  (см. рис. 7). Параметр  $c$  представляет собой эффективный радиус и равен расстоянию от центра ядра до точки, где плотность заряда уменьшается вдвое (50%) по сравнению с центральной областью;  $t$  характеризует скорость уменьшения плотности заряда по радиусу ядра и равен расстоянию, на котором плотность заряда уменьшается от 90 до 10%. Для всех ядер с  $Z > 10$  величина  $t$  приблизительно постоянна и равна  $\sim 2,4 F$ , а  $c = 1,07 A^{1/3} F$ . Величина  $t$  остается почти неизменной даже для самых легких ядер, и поэтому у них область постоянной плотности практически отсутствует. На рис. 8 показан характер распределения заряда для некоторых типичных ядер.

Распределение массы в ядре определить труднее, чем распределение заряда. Опытные данные говорят в пользу того, что нейтроны и протоны



Р и с. 7. Типичное распределение заряда в зависимости от расстояния от центра ядра (ядро золота [9]).



Р и с. 8. Распределение заряда в ядрах некоторых типичных элементов [9].

распределены примерно одинаково. Тогда распределение заряда в общем отражает и распределение массы в пределах ядра.

Во всех предыдущих рассуждениях подразумевалось, что ядра имеют сферическую форму. Это, по существу, правильно для большинства ядер. Однако, как будет видно из следующего раздела, для некоторых типов ядер установлено определенное отклонение от сферической формы.

**Спин, магнитный и электрический моменты ядра** [40]. Нейтрон и протон имеют собственный момент количества движения, равный  $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ . Поскольку они, кроме того, могут двигаться в ядре по некоторым орбитам относительно друг друга, то очевидно, что ядро должно обладать некоторым свойственным ему вращательным моментом. Собственный вращательный момент ядра всегда представляет целое или полуцелое кратное  $I$  от  $\frac{h}{2\pi}$ . Величина  $I$  называется спином ядра. Согласно квантовой механике, вращательный момент, связанный с орбитальным движением нуклонов внутри ядра, может быть только целым кратным от  $\frac{h}{2\pi}$ . Поскольку собственный вращательный момент (спин  $= \frac{I}{2}$ ) каждого нуклона может как вектор складываться (прибавляться или вычитаться) с моментом, связанным с орбитальным движением, то спин ядер с четными  $A$  должен быть целочисленным или нулевым, а спин ядер с нечетными  $A$  — полуцелым. Экспериментальные измерения спинов ядер во всех случаях подтверждают это правило; кроме того, оказалось, что все ядра с четными  $A$  и четными  $Z$  в основном состоянии имеют  $I = 0$  (см. приложение Д).

Обнаружение того, что все ядра с четными  $A$  имеют целый, а с нечетными  $A$  — полуцелый спин, явилось одной из основных причин, поставивших под сомнение протонно-электронную гипотезу строения ядра. Согласно этой гипотезе, ядро с нечетным  $Z$  и четным  $A$ , например  ${}^7\text{N}^{14}$ , должно содержать нечетное число частиц (14 протонов + 7 электронов), и так как спин каждой из них равен  $\frac{1}{2}$ , то спин ядра должен быть полуцелым. Однако экспериментально найденный спин  ${}^7\text{N}^{14}$  равен 1.

Так как в результате вращения заряженной частицы возникает магнитный момент, то ядра с отличным от нуля вращательным моментом ( $I \neq 0$ ) обладают также и магнитным моментом. Согласно теории Дирака, магнитный момент электрона (заряд  $e$ , масса  $M_e$ ) равен  $eh/4\pi M_e c = 0,927 \cdot 10^{-20}$  эрг/гаусс = 1 магнетону Бора, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Поэтому можно было бы ожидать, согласно аналогичному расчету, что магнитный момент протона (заряд  $e$ , масса  $M_p = 1836 M_e$ ) должен равняться  $1/1836$  магнетона Бора. Однако в действительности магнитный момент протона оказывается в 2,79 раза больше. Несмотря на это, величина  $1/1836$  магнетона Бора ( $\approx 5,05 \cdot 10^{-24}$  эрг/гаусс) принята за единицу ядерных магнитных моментов и называется ядерным магнетонам.

То обстоятельство, что предсказания теории, в основе которой лежит представление о протоне как о простой бесструктурной заряженной частице, не согласуются с опытом, заставляет предположить, что протон в действительности является не таким уж «простым» образованием. Пожалуй, еще больше настораживает наблюдение, что нейтрон также обладает магнитным моментом, равным  $-1,91$  ядерного магнетона. Отрицательный знак в этом случае означает, что векторы спина и магнитного момента ней-

трона направлены в противоположные стороны. Наличие у нейтрона магнитного момента позволяет думать, что в нейтроне существует некоторое распределение компенсирующих друг друга зарядов, причем отрицательный заряд (который, возможно, принадлежит отрицательному мезону) расположен вблизи периферии частицы, а положительный сконцентрирован в центральной области.

В общем реальные магнитные моменты ядер не соответствуют величинам, рассчитанным по простой теории. Поэтому магнитные моменты ( $\mu$ ) часто выражают с помощью гиромангнитного отношения (ядерный  $g$ -фактор):  $\mu = gI$ ;  $g$ -фактор может принимать положительные и отрицательные значения в зависимости от того, как направлены векторы спина и магнитного момента — в одну или противоположные стороны.

Ядерные спины и магнитные моменты иногда могут быть определены на основании изучения сверхтонкой структуры атомных спектров. Сверхтонкая структура обусловлена тем обстоятельством, что вследствие взаимодействия между магнитным моментом ядра и магнитными моментами электронов энергия атома несколько различна для различных квантованных взаимных ориентаций векторов спина ядра и вращательных моментов электронов. Таким образом, при соответствующих условиях ядерный спин  $I$  может быть определен по числу линий в спектроскопических «гипермультиплетах». Этим методом были определены спины многих ядер, например спины  $\text{Bi}^{209}$  ( $I = 9/2$ ) и  $\text{Pb}^{141}$  ( $I = 5/2$ ).

Если число компонент в сверхмультиплетах определяется спином ядра, то величина расстояний между линиями (обычно порядка  $1 \text{ \AA}$  или меньше) зависит от значения ядерного магнитного момента. Эта зависимость достаточно хорошо установлена, и если спин известен, то по величине расстояний между линиями можно вычислять магнитные моменты. Таким методом были определены ядерные магнитные моменты  $\text{Bi}^{209}$  и  $\text{Na}^{23}$ , которые равны соответственно  $+4,080$  и  $+2,217$  ядерным магнетонам.

Другой метод определения ядерных спинов основан на явлении чередующейся интенсивности линий, обнаруженном во вращательных спектрах двухатомных молекул с одинаковыми ядрами. Молекулы, в которых ядерные спины параллельны, и молекулы, в которых спины антипараллельны, дают во вращательном спектре два ряда чередующихся линий. Отношение интенсивностей двух следующих друг за другом линий является мерой отношения распространенности двух типов молекул. Можно показать, что при равновесии, за исключением случая очень низких температур, это отношение равно  $(I + 1)/I$ . В случае водорода отношение интенсивностей равно  $3 : 1$ , что подтверждает наличие у протона спина  $I = 1/2$ . Два типа молекул водорода — ортоводород (спины двух ядер параллельны) и параводород (спины антипараллельны) — могут быть разделены. В обычном водороде при средних и высоких температурах отношение количеств этих молекул действительно равно  $3 : 1$ .

Еще один метод определения спинов и магнитных моментов ядер — так называемый метод атомного пучка — был разработан Раби с сотрудниками. Этот метод представляет собой развитие идеи известного опыта Штерна — Герлаха (определение магнитных моментов атомов) применительно к моментам ядер. Он основан на прохождении атомного пучка через неоднородное магнитное поле. Ядерный спин  $I$ , который под действием внешнего поля отделяется от углового момента орбитальных электронов  $J$ , ориентируется в соответствии с направлением поля. Эта ориентация определяется обычными квантовыми условиями, и, следовательно, пучок расщепляется на  $(2I + 1)$  компонент, расстояние между которыми

зависит от магнитного момента ядра. Разности энергий, отвечающих этим компонентам, могут быть выражены через характеристические частоты переменного магнитного поля, вызывающего соответствующие переходы. Различные модификации метода Раби, заключающиеся в усовершенствовании фокусировки и приспособлении метода к молекулярному, а не атомному пучку, значительно улучшили точность получаемых результатов. С помощью этого метода, правда существенно видоизмененного, был непосредственно определен магнитный момент нейтрона.

Современная методика исследования спинов ядер и особенно их магнитных моментов включает также так называемый метод резонансного поглощения. Магнитные диполи ядер со спином  $I$  в сильном внешнем магнитном поле могут принимать  $(2I + 1)$  различных ориентаций. Разности энергий этих  $(2I + 1)$  состояний соответствуют радиочастотной области, а их величины определяются гиромагнитным отношением, т. е. отношением магнитного момента к спину. Следовательно, при частотах, соответствующих переходам от одного состояния к другому, будет наблюдаться резонансное поглощение радиочастотного излучения. По резонансной частоте можно определить гиромагнитное отношение и магнитный момент — последний в том случае, если известен спин. В некоторых случаях спин может быть определен самостоятельно, так как интенсивность поглощения является функцией  $I$  (и других факторов).

При определении спинов ядер в настоящее время существенную роль играют методы, основанные на использовании микроволновой спектроскопии ( $\lambda \approx 1$  см) и парамагнитного резонанса. Многие переходы, в частности переходы между вращательными уровнями молекул, лежат в микроволновой области. При внесении парамагнитных веществ в радиочастотное поле наблюдается резонансное поглощение энергии поля при определенных частотах и расщепление линий поглощения, связанное с взаимодействием спина ядра с электронным угловым моментом молекулы или иона.

Сведения о спинах радиоактивных ядер получают на основании анализа данных о  $\beta$ -распаде и  $\gamma$ -переходах. Эти вопросы рассматриваются в гл. VII.

Кроме магнитного дипольного момента, ядро может обладать электрическим квадрупольным моментом. Можно полагать, что это свойство обусловлено эллиптическим распределением заряда в некоторых ядрах. Квадрупольный момент  $q$  определяется выражением  $q = \frac{2}{5} Z (a^2 - b^2)$ , где  $a$  — полуось вращения эллипсоида и  $b$  — полуось, перпендикулярная  $a$ ;  $q$  имеет размерность площади. У дейтрона  $q = +2,74 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> и распределение заряда — сигарообразное. Квадрупольные моменты, как положительные, так и отрицательные, известны для ряда других ядер с  $I > \frac{1}{2}$ . Ядра с  $I = 0$  и  $I = \frac{1}{2}$  не могут обладать электрическим моментом. Взаимодействие электрического квадрупольного момента ядра с электрическим полем электронов в атоме или молекуле приводит к аномальному сверхтонкому расщеплению спектральных линий. Поэтому методы, применяемые для определения квадрупольных моментов ядер, в основном те же, что и при определении магнитных моментов. Это оптическая спектроскопия, микроволновая спектроскопия, резонансное поглощение и некоторые видоизменения метода молекулярных пучков.

**Статистика** [10]. Статистика является квантовомеханическим свойством, которое становится важным, если в системе присутствует большое

число частиц. Детальное обсуждение этого вопроса можно найти в специальных руководствах [10, 11, 12]. Здесь же мы ограничимся только основными сведениями и приведем некоторые из важнейших экспериментальных результатов. Известно, что все ядра и элементарные частицы подчиняются одной из двух типов статистик: либо статистике Бозе — Эйнштейна, либо статистике Ферми — Дирака. Если две идентичные частицы обмениваются всеми координатами, определяющими их положение в системе (включая три пространственные координаты и спин), то абсолютная величина волновой функции, описывающей систему, не изменится. Но ее знак может при этом или сохраниться, или измениться на обратный. Если знак волновой функции не меняется (в этом случае волновая функция называется симметричной), то частицы подчиняются статистике Бозе. Если при взаимном обмене координатами знак волновой функции изменяется (асимметричная волновая функция), то частицы следуют статистике Ферми. Согласно статистике Ферми, любое определенное квантовое состояние может быть занято только одной частицей.

Таким образом, известный принцип Паули применим ко всем частицам, подчиняющимся статистике Ферми. Для частиц, отвечающих статистике Бозе, такого ограничения не существует. Протоны, нейтроны, электроны (и некоторые другие элементарные частицы, такие, как позитроны, нейтрино и некоторые типы мезонов) все следуют статистике Ферми. Ядра соответствуют или статистике Бозе, или статистике Ферми — в зависимости от того, содержат ли они четное или нечетное число нуклонов.

Тип статистики ядер может быть определен на основании чередующихся интенсивностей вращательных линий в спектрах двухатомных молекул с одинаковыми ядрами. В случае статистики Бозе более интенсивны линии, соответствующие четным вращательным состояниям, а в случае статистики Ферми — линии, соответствующие нечетным вращательным состояниям. Это положение может быть проиллюстрировано на примере молекулы водорода и дейтерия. В обычном водороде  $H_2$  отношение заселенностей уровней с нечетными и четными вращательными квантовыми числами равно 3 : 1, что соответствует спину  $I=1/2$  и статистике Ферми. В случае дейтерия  $D_2$  это отношение равно 1 : 2, что отвечает спину, равному 1, и статистике Бозе.

Определение статистики ядер можно использовать как эффективный критерий при выборе модели строения ядра. Когда в 1929 г. было экспериментально установлено, что ядра азота  $N^{14}$  подчиняются статистике Бозе, то это было одним из первых ударов по протонно-электронной модели. Действительно, согласно этой модели, ядро  $N^{14}$  состоит из 14 протонов и 7 электронов, т. е. содержит всего 21 ферми-частицу, и поэтому должно подчиняться статистике Ферми. С другой стороны, согласно протонно-нейтронной модели, ядро  $N^{14}$  состоит из 14 ферми-частиц и поэтому должно — в согласии с опытом — следовать статистике Бозе. Во всех других случаях сведения о статистике ядер согласуются с протонно-нейтронной моделью.

**Четность.** Ядро обладает еще одной характеристикой, связанной со свойствами симметрии волновой функции и называемой четностью. Говорят, что система является четной или нечетной в зависимости от того, остается ли неизменным или меняется знак волновой функции, описывающей систему, при перемене знаков всех пространственных координат на обратные. В дальнейшем при рассмотрении ядерных реакций и процес-

сов радиоактивного распада мы будем практически использовать представление о четности, ибо четность изолированной системы, так же как и полная энергия, импульс, момент количества движения и статистика, остается неизменной \*. Потребуется только самые простые правила комбинирования четности при возникновении новой системы. Если две четные или две нечетные частицы образуют новую систему, то она будет четной. Если одна из частиц находится в четном состоянии, а другая в нечетном, то результирующая система будет нечетной. Приведем пример из области атомной спектроскопии: в атоме являются разрешенными переходы только между такими уровнями, один из которых соответствует четному, а другой нечетному состоянию. Переходы с четного в четное или с нечетного в нечетное состояние запрещены. Это связано с тем, что излучаемый фотон (дипольное излучение) является нечетной частицей.

Таблица 3

Свойства некоторых элементарных частиц

Символ	Наименование	Заряд а)	Масса покоя б)	Спин в)	Магнитный момент г)	Статистика д)
$e^-, \beta^-$	Электрон	-1	0,0005486	$1/2$	-4836	Ф
$e^+, \beta^+$	Позитрон	+1	0,0005486	$1/2$	+4836	Ф
$\gamma$	Фотон	0	0	1	0	Б
$\nu$	Нейтрино	0	$< 2 \cdot 10^{-7}$	$1/2$	$< 0,3$	Ф
$n$	Нейтрон	0	1,008665	$1/2$	-1,913	Ф
$\mu$	$\mu$ -Мезон	+1, -1	0,113	$1/2$		Ф
$\pi^\pm$	$\pi$ -Мезон	+1, -1	0,150	0		Б
$\pi^0$	$\pi$ -Мезон	0	0,145	0		Б
$H^1, p$	Протон	+1	1,007825	$1/2$	+2,793	Ф

а) В единицах  $e = 4,8030 \cdot 10^{-10}$  эл. ст. ед.

б) Для протона приведена масса нейтрального атома. Массы выражены в единицах углеродной ( $C^{12}$ ) шкалы атомных весов.

в) В единицах  $\hbar/2\pi$ .

г) За единицу принят ядерный магнетон ( $eh/4\pi Mc$ ), где  $M$  — масса протона; положительные значения соответствуют случаям, когда ориентация вектора магнитного момента совпадает с ориентацией спина.

д) Ф — статистика Ферми, Б — статистика Бозе.

При рассмотрении ядерных энергетических уровней мы используем то обстоятельство, что четность связана с квантовым числом  $l$ , определяющим вращательный момент. Состояния с четными  $l$  ( $s$ -,  $d$ -,  $g$ -... состояния) являются четными, а состояния с нечетными  $l$  ( $p$ -,  $f$ -,  $h$ -... состояния) — нечетными.

В табл. 3 приведены основные свойства ряда элементарных частиц.

\* В 1956 г. Ли и Янг высказали мысль, впоследствии подтвержденную рядом экспериментов, что четность не сохраняется при так называемых слабых взаимодействиях, например при  $\beta$ -распаде. Хотя это открытие имеет чрезвычайно большое значение, однако с большинством вопросов, рассматриваемых в данной книге, оно непосредственно не связано.

## Г. СИСТЕМАТИКА ЯДЕР

**Энергия связи.** Как было показано выше, и объем и полная энергия связи ядер почти точно пропорциональны числу нуклонов в ядре. Первое наблюдение показывает, что ядерное вещество практически несжимаемо, второе свидетельствует о насыщенном характере ядерных сил, т. е. означает, что нуклон, находящийся в ядре, по-видимому, взаимодействует лишь с небольшим числом других нуклонов. Это в какой-то мере похоже на поведение атома в жидкости или твердом теле, где он сильно взаимодействует лишь с небольшим числом соседних атомов. Продолжая эту мысль, ядро можно сравнить с каплей несжимаемой жидкости и использовать эту аналогию при рассмотрении вопроса об энергии связи. Следуя капельной модели, с помощью полуэмпирических расчетов удалось получить очень полезные выражения\*, связывающие полную энергию связи (или массу) с нуклонным составом ядра (т. е. с  $Z$  и  $A$ ). Встречающиеся в литературе выражения могут содержать несколько отличные коэффициенты, но характер входящих в них членов всегда одинаков.

Ниже приведено одно из полуэмпирических уравнений, дающее для  $A > 40$  хорошее согласие с результатами измерений энергии связи (в пределах 1%):

$$E_{\text{св}} = 14,0A - 13,1A^{2/3} - 0,585Z(Z-1)A^{-1/3} - 18,1(A-2Z)^2A^{-1} + \delta A^{-1}, \quad (3)$$

где  $E_{\text{св}}$  — полная энергия связи (в  $M\text{эв}$ ), т. е. энергия, необходимая для расщепления ядра на отдельные нуклоны. Рассмотрим физический смысл отдельных членов.

Первый и наиболее существенный член в выражении (3) отражает тот факт, что полная энергия связи пропорциональна числу нуклонов  $A$ . Это обстоятельство является прямым следствием того, что ядерные силы имеют короткий радиус действия и насыщенный характер. Как указывают наблюдаемые большие энергии связи  $\text{He}^4$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{O}^{16}$  (см. рис. 5а), насыщение этих сил, по-видимому, происходит почти полностью (однако не совсем) при взаимодействии четырех частиц: двух протонов и двух нейтронов.

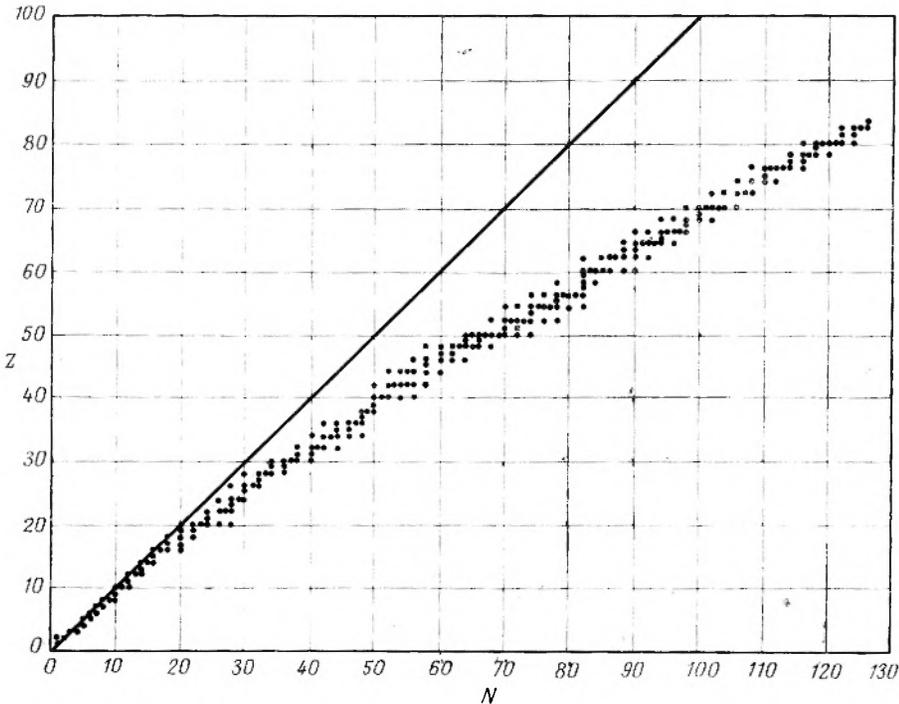
Можно ожидать, что нуклоны, расположенные на поверхности ядра, имеют ненасыщенные силы, и поэтому следует учитывать уменьшение энергии связи, пропорциональное поверхности ядра. Этот учет производится с помощью второго (отрицательного) члена, содержащего  $A^{2/3}$ ; поскольку  $A$  пропорционально объему ядра, то  $A^{2/3}$  является мерой его поверхности. С увеличением размеров ядра отношение площади поверхности к объему уменьшается, соответственно уменьшается и роль второго члена.

Кулоновским силам отталкивания, действующим между протонами, насыщение, конечно, не свойственно. Они являются дальнедействующими силами и проявляются между всеми протонами в ядре. Следовательно, каждый из  $Z$  протонов взаимодействует со всеми остальными ( $Z-1$ ) протонами, что приводит к уменьшению энергии связи; это обстоятельство учитывается третьим членом. Среднее расстояние между протонами (входящее в знаменатель выражения, описывающего энергию кулоновского взаимодействия) пропорционально радиусу ядра, поэтому третий член содержит множитель  $A^{-1/3}$ . Кулоновский член приобретает тем большее

\* Выражение этого типа впервые было получено Вейцзеккером [13]. Критический обзор полуэмпирических уравнений и значений коэффициентов выполнен Флибергом [14]. По этому вопросу см. также [15, 16].

значение, чем больше протонов содержит ядро. Именно поэтому при  $Z > 20$  все стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов (рис. 9).

Как видно из рис. 9, в области легких элементов наибольшую стабильность имеют ядра, обладающие равным числом нейтронов и протонов\*. (Отклонение от этой закономерности при увеличении  $Z$  связано с действием только что рассмотренного кулоновского члена.) Поэтому выражение для энергии связи должно содержать отрицательный член, величина



Р и с. 9. График нуклонного состава известных стабильных ядер в координатах  $Z - N$ . (Как видно, наблюдается постепенное увеличение отношения числа нейтронов в ядре к числу протонов. Прямая с углом наклона  $45^\circ$  соответствует  $N/Z = 1$ .)

которого возрастает при увеличении разности  $|N - Z| = |A - 2Z|$ . Сопоставление уменьшения энергий связи легких нестабильных ядер, расположенных по обе стороны прямой  $N = Z$  (область стабильности), показывает, что эффект симметричен, т. е. наблюдается в одинаковой степени как при избытке протонов, так и при избытке нейтронов. Поэтому вполне естественно записывать четвертый член (член симметрии) в виде  $(A - 2Z)^2$ . Множитель  $A^{-1}$  входит в этот член потому, что вклад в энергию связи, вызванный образованием нейтронно-протонных пар, линейно зависит от вероятности нахождения такой пары в данном объеме (определяемом радиусом действия ядерных сил), а эта вероятность обратно пропорциональна объему ядра. В гл. IX (раздел А) в связи с рассмотрением ядерных сил будет пояснено, почему нейтронно-протонные пары вносят больший вклад в энергию связи, чем однотипные пары нуклонов.

\* Этот эффект выявляется еще более определенно, если рассматривать природную распространенность различных нуклидов.

Последний, пятый, член в выражении (3) отражает тот опытный факт, что при данном  $A$  энергия связи ядра несколько зависит от того, будут ли  $Z$  и  $N$  четными или нечетными. Наиболее стабильными оказываются так называемые четно-четные ядра ( $Z$  и  $N$  — четные); для ядер этого типа  $\delta = +132$ . Для четно-нечетных ядер ( $Z$  — четное,  $N$  — нечетное) и нечетно-четных ( $Z$  — нечетное,  $N$  — четное)  $\delta = 0$ . Наконец, для нечетно-нечетных ядер ( $Z$  — нечетное,  $N$  — нечетное)  $\delta = -132^*$ . Различие в стабильности этих четырех типов ядер отчетливо проявляется, если посмотреть, как распределены между ними известные стабильные нуклиды: 163 четно-четных, 55 четно-нечетных, 50 нечетно-четных и лишь 4 нечетно-нечетных ( ${}^1_1\text{H}^2$ ,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$  и  ${}^{14}_7\text{N}$ ). Резкое преобладание четно-четных ядер и полное отсутствие нечетно-нечетных ядер вне области наиболее легких элементов \*\* можно объяснить тенденцией двух одинаковых нуклонов заполнять энергетический уровень, спаривая противоположно направленные спины. Параметр  $\delta$  в уравнении энергии связи часто называется коэффициентом спаривания \*\*\*.

Большая устойчивость ядер с заполненными уровнями проявляется не только в большем числе четно-четных ядер, но также в их большей распространенности в природе по сравнению с другими типами ядер. В среднем элементы с четными  $Z$  значительно более распространены, чем элементы с нечетными  $Z$  (примерно в 10 раз). У элементов с четными  $Z$  относительные количества изотопов с четными массами (четные  $N$ ) составляют обычно 70—100% (за исключением бериллия, ксенона и диспрозия).

Характер приведенной на рис. 5 кривой зависимости энергии связи от  $A$ , имеющей максимум при  $A \simeq 60$ , обусловлен совокупным и противоположным действием разных физических явлений. С ростом  $A$  уменьшается поверхностная энергия, но увеличивается энергия, связанная с кулоновским взаимодействием и асимметрией ядер.

**Поверхность энергии ядер.** Энергию связи ядер можно представить в виде функции  $A$  и  $Z$  с помощью некоторой трехмерной поверхности, являющейся геометрическим выражением уравнения (3). Даже не строя всей поверхности, а ограничиваясь лишь ее отдельными плоскими сечениями, можно получить полезные сведения о ее основных особенностях. С этой

\* В действительности множитель  $\delta$  не совсем постоянен, а довольно нерегулярно изменяется с изменением  $A$ . Приведенные значения являются усредненными для  $A > 80$ . При  $A < 60$  величина  $\delta$  будет меньше ( $\sim \pm 65$ ), но в этой области выражение (3) не дает достаточно надежных результатов. Имеются сведения, что для ядер с нечетным  $A$  в некоторой области  $A$  и  $Z$  величина  $\delta$  зависит от того, будет ли нечетный нуклон протоном или нейтроном [15]. Однако мы пренебрегаем этим малым эффектом.

\*\* Существует нечетно-нечетный  $\text{Ta}^{180}$ , по-видимому, стабильный, но очень мало распространенный в природе. Вероятно, он на самом деле радиоактивен, но обладает большим  $t_{1/2}$ .

\*\*\* Энергия спаривания нейтронно-протонных пар больше, чем для пар одинаковых нуклонов, что связано с характером ядерных сил (см. гл. IX). Ядерное взаимодействие больше у нуклонов с параллельными и меньше у нуклонов с антипараллельными спинами. Согласно принципу Паули, запрещающему нахождение в данном энергетическом состоянии двух одинаковых нуклонов с параллельными спинами,  $p-p$  и  $n-n$  взаимодействия меньше, чем  $n-p$ . Именно большая энергия нейтронно-протонного спаривания обеспечивает стабильность и существование нечетно-нечетных ядер ( $\text{H}^2$ ,  $\text{Li}^6$ ,  $\text{B}^{10}$  и  $\text{N}^{14}$ ), в то время как их четно-четные изобары (дисейтрон,  $\text{He}^6$ ,  $\text{Be}^{10}$  и  $\text{C}^{14}$ ) нестабильны. С ростом  $Z$  увеличивается кулоновское отталкивание, что в конце концов препятствует наиболее слабо связанному протону занимать тот же энергетический уровень, что и наименее связанный нейтрон. Поэтому в тяжелых ядрах нейтронно-протонное спаривание не имеет места, в то время как спаривание однотипных нуклонов возможно при всех  $A$  [11].

целью удобнее рассматривать не энергию связи  $E_{св}$ , а массу ядра  $M$ , связанную с  $E_{св}$  соотношением

$$M = ZM_H + (A - Z)M_n - E_{св}, \quad (4)$$

где  $M_H$  и  $M_n$  — соответственно массы атома водорода (938,77  $Mэв$ ) и нейтрона (939,55  $Mэв$ ). Из уравнений (3) и (4) легко получить полуэмпирическое выражение для массы ядер:

$$M = 925,55A - 0,78Z + 13,1A^{2/3} + 0,585Z(Z - 1)A^{-1/3} + + 18,1(A - 2Z)^2A^{-1} - \delta A^{-1}. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой квадратное уравнение относительно  $Z$ , и его можно переписать следующим образом:

$$M = aZ^2 + bZ + c - \delta A^{-1}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} a &= 0,585A^{-1/3} + 72,4A^{-1}, \\ b &= -0,585A^{-1/3} - 73,18, \\ c &= 943,65A + 13,1A^{2/3}. \end{aligned}$$

Таким образом, при определенном  $A$  коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  являются постоянными и при данном значении  $\delta$  уравнение (6) есть уравнение параболы. Сечение поверхности при любом нечетном  $A$  ( $\delta = 0$ ) дает одну параболу, сечение при любом четном  $A$  ( $\delta = \pm 132$ ) дает две параболы, сдвинутые друг относительно друга по оси энергии на  $2\delta/A$ , но в остальном совершенно идентичные. Массовые (или энергетические) параболы полезно использовать при систематике процессов  $\beta$ -распада, так как они позволяют наглядно оценивать приблизительные значения энергии  $\beta$ -перехода между соседними изобарами. На рис. 10 и 11 представлены вычисленные по уравнению (6) параболы для  $A = 125$  и  $A = 128$ .

Нижняя точка каждой параболы определяет минимальную массу или максимальную энергию связи при данном значении  $A$ . Чтобы найти величину заряда  $Z_A$ , соответствующую этой точке, продифференцируем уравнение (6) по  $Z$ , считая  $A$  постоянным, и приравняем производную нулю:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial Z} &= 2aZ_A + b = 0, \\ Z_A &= -\frac{b}{2a} = \frac{0,585A^{2/3} + 73,18A}{2(0,585A^{2/3} + 72,4)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку мы рассматривали  $Z$  не как дискретную, а как непрерывную переменную, то следует ожидать дробных значений  $Z_A$ . Так, при  $A = 125$   $Z_A = 52,7$ , при  $A = 128$   $Z_A = 53,7$ . Используя уравнение (7) для  $Z_A$ , массовые параболы можно представить в виде, более удобном для графического выражения:

$$M = a(Z - Z_A)^2 - \delta A^{-1} + \left(c - \frac{b^2}{4a}\right). \quad (8)$$

Последний член этого уравнения,  $\left(c - \frac{b^2}{4a}\right)$ , зависит только от  $A$ ; его можно не вычислять, так как он определяет лишь смещение «нулевой линии». Поэтому на рис. 10 и 11 по оси ординат отложено только  $a(Z - Z_A)^2 - \delta A^{-1}$ , т. е. атомная масса, соответствующая  $Z_A$ , условно принята за

нуль. Для четных  $A$ , которым соответствуют две параболы, за нуль принята масса чётно-чётного ядра, заряд которого  $Z_A$ .

Ширина энергетической параболы определяется величиной константы  $a$ , которая тем меньше, чем больше  $A$ . Поэтому «долина стабильности» на энергетической поверхности расширяется с увеличением  $A$ . Сопоставляя параболы для ряда изобарических сечений, можно сделать несколько

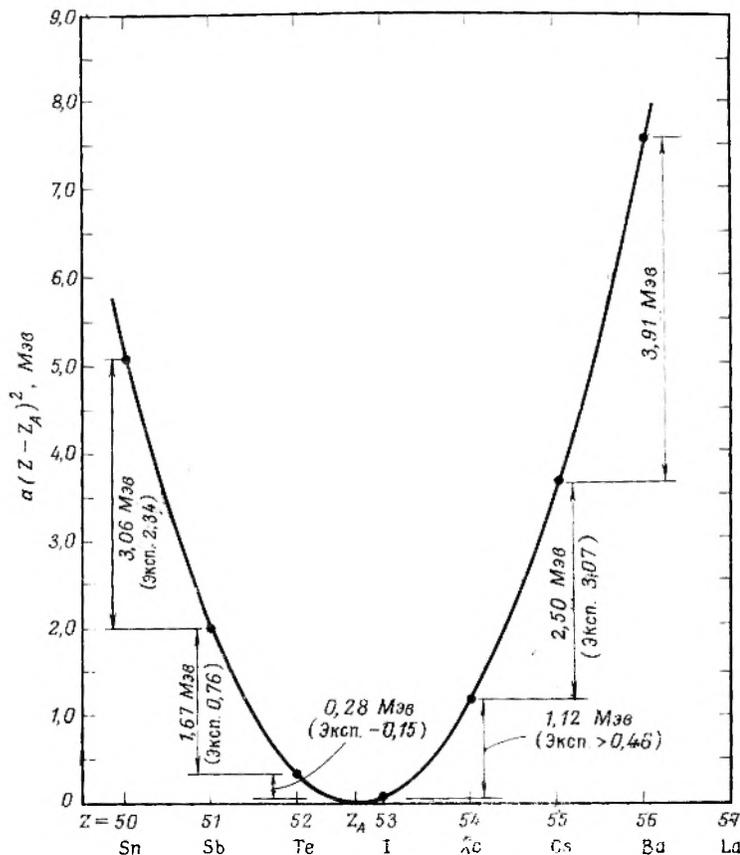


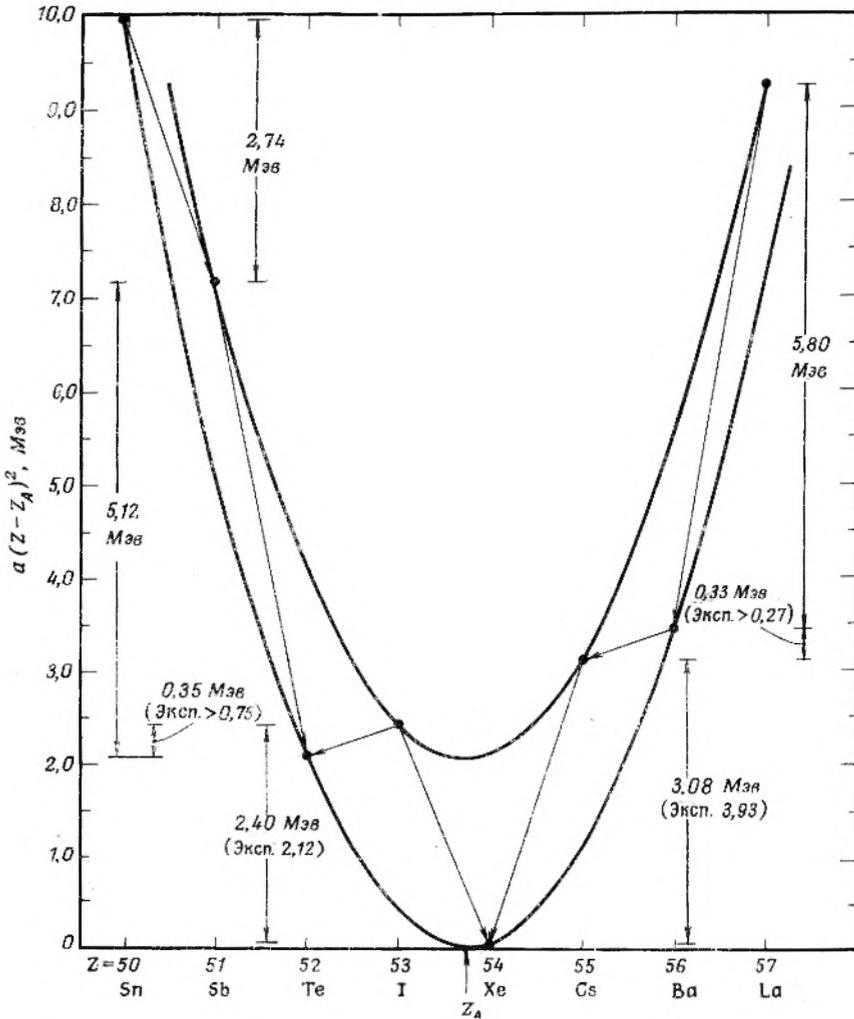
Рис. 10. Массовая параболa для  $A = 125$ , рассчитанная согласно уравнению (8). [Константы приведены в тексте. Вычисленные разности масс (энергия  $\beta$ -распада) соседних изобар указаны рядом со стрелками, под ними в скобках для сравнения приведены опытные значения.]

существенных заключений о стабильности ядер. Прежде всего очевидно, что среди изобар с данным нечётным  $A$  может быть только один  $\beta$ -стабильный нуклид\*, расположенный наиболее близко к минимуму параболы. В случае чётных  $A$  обычно бывает два, иногда три  $\beta$ -стабильных изобара; все они принадлежат к чётно-чётному типу. Например, если обратиться к рис. 11, то можно видеть, что стабильными являются  $\text{Te}^{128}$  и  $\text{Xe}^{128}$ . Строго говоря, один из них, а именно  $\text{Te}^{128}$ , не вполне стабилен, так как обладает меньшей энергией связи, чем  $\text{Xe}^{128}$ . Однако переход требует двойного

\* Видимым исключением из этого правила является пара стабильных ядер с  $A = 113$ :  $\text{Cd}^{113}$  и  $\text{In}^{113}$ . Один из членов этой пары, несомненно, радиоактивен, но обладает очень большим периодом полураспада.

$\beta$ -распада; под этим понимается, по-видимому, очень маловероятный и до сих пор определенно не установленный процесс, при котором должны одновременно испускаться две  $\beta$ -частицы или захватываться два электрона [17].

На рис. 10 и 11 наряду с расчетными данными приведены для сравнения опытные значения разности энергий соседних изобар. Как видно, они



Р и с. 11. Массовые параболы для  $A = 128$ , рассчитанные согласно уравнению (8). [Константы приведены в тексте. Стрелками указаны вычисленные разности масс соседних изобар (энергии  $\beta$ -распада), в скобках приведены опытные значения. Стрелки между параболом указывают направление  $\beta$ -переходов.]

согласуются в пределах  $1 \text{ Мэв}$ . Значительно лучшего согласия можно достичь [15, 16], «подгоняя»  $a$  и  $Z_A$  к опытным данным. Так, например, согласно проведенным выше вычислениям  $Z_A = 52,7$  при  $A = 125$ . Таким образом, следовало бы ожидать, что наиболее стабильным нуклидом с  $A = 125$  должен быть  $\text{I}^{125}$ . В действительности стабилен  $\text{Te}^{125}$ , а  $\text{I}^{125}$  не стабилен по отношению к электронному захвату ( $\Delta E = 0,13 \text{ Мэв}$ ).

Для достижения согласия с экспериментальными результатами надо сдвинуть параболу вдоль оси  $Z$  на 0,3 единицы, чтобы минимум пришелся в точку  $Z_A = 52,4$ . В этом случае улучшается соответствие и с другими известными из опыта значениями энергий  $\beta$ -переходов, а следовательно, становятся более реальными предсказания пока неизмеренных энергий  $\beta$ -распада  $Ba^{125}$  и  $La^{125}$ . Максимальная абсолютная ошибка в оценке  $Z_A$  при использовании полуэмпирических уравнений приблизительно равна единице.

**Ядерные оболочки.** Во всех предыдущих рассуждениях ядро рассматривалось как статистический ансамбль протонов и нейтронов. Такая модель, согласно которой ядро уподобляется жидкой капле, хорошо объясняет многие свойства ядер. Однако, с другой стороны, вполне определенные экспериментальные данные указывают на существование в ядре некоторой структуры, аналогичной электронным оболочкам в атоме, хотя и не так явно выраженной.

Еще в 1934 г. Эльзассер обратил внимание на то обстоятельство, что при определенных соотношениях протонов и нейтронов образуются особенно стабильные конфигурации. Однако до 1948 г. вопрос о структуре ядерных оболочек не привлекал большого внимания, если не считать попыток объяснения известной повышенной стабильности легких ядер со значениями  $Z$  и  $N$ , равными 2, 8 и 20 ( ${}_2He^4$ ,  ${}_8O^{16}$ ,  ${}_{20}Ca^{40}$ ). В 1948 г. Майер обнаружила еще ряд «магических чисел»: 50 и 82 для протонов и 50, 82 и 126 для нейтронов [18]. Позднее было установлено, что 28 также является магическим числом.

Приведем краткую сводку экспериментальных наблюдений, свидетельствующих в пользу наличия в ядре определенной структуры.

При  $Z > 28$  только на долю следующих нуклидов с четными  $Z$  в изотопной смеси приходится более 60%:  $Sr^{88}$  ( $N = 50$ ),  $Ba^{138}$  ( $N = 82$ ) и  $Ce^{140}$  ( $N = 82$ ). При любом  $N$ , кроме  $N = 50$  и 82, имеется не более пяти стабильных изотопов, но в случае  $N = 50$  их известно шесть, а при  $N = 82$  — семь. Аналогично наибольшее число стабильных изотопов (10) имеется у олова ( $Z = 50$ ); у олова и кальция ( $Z = 20$ ) массовые числа стабильных изотопов перекрывают необычайно большой интервал  $A$ . Знаменателен тот факт, что все три природных радиоактивных семейства заканчиваются стабильными изотопами свинца ( $Z = 82$ ). Наиболее тяжелые стабильные нуклиды  $Pb^{208}$  и  $Bi^{209}$  содержат по 126 нейтронов.

Избыточный сверх заполненной оболочки нуклон имеет особенно низкую энергию связи (аналогично низкому ионизационному потенциалу щелочных атомов). Это проявляется в необычайно малой вероятности захвата нейтронов ядрами, имеющими  $N = 50, 82$  и 126. С другой стороны, в ядрах  $Kr^{87}$  ( $N = 51$ ) и  $Xe^{137}$  ( $N = 83$ ) один нейтрон связан так слабо, что он самопроизвольно покидает ядро непосредственно вслед за образовавшимся  $Kr^{87}$  и  $Xe^{137}$  при  $\beta$ -распаде  $Br^{87}$  и  $I^{137}$ .

Наибольшее расхождение между вычисленными по полуэмпирическим формулам и опытными значениями энергии связи и масс ядер наблюдается в области магических чисел; даже попытки «подправить» изобарические параболы приводят к успеху только в том случае, если считать, что скачок в энергии связи нейтронов и протонов на границе оболочки достигает 2 *Мэв*. Тщательные измерения масс ядер вблизи  $N = 50, 82$  и 126 и  $Z = 28, 50$  и 82 показали, что первый нуклон сверх заполненной оболочки всегда связан очень слабо [7]; поэтому кривая энергии связи (рис. 5) в этих областях на самом деле не совсем гладкая, а имеет изломы.

Множество сведений о наличии заполненной оболочки при  $N = 126$  получено с помощью систематики  $\alpha$ -распадов. При данном  $Z$  энергия  $\alpha$ -распада является плавной функцией  $A$ , но при  $N = 126$  наблюдаются резкие скачки. Наконец, существует интересная корреляция между ядерной изомерией и магическими числами. Речь идет о так называемых островах ядерных изомеров, которые наблюдаются при  $Z$  и  $N$ , расположенных непосредственно ниже 50, 82 и 126.

Вопрос о ядерных оболочках будет еще рассматриваться в гл. IX, где показано, как можно объяснить магические числа с точки зрения представлений о заполнении нейтронами и протонами определенных энергетических уровней.

## Д. РАСПАД НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

### 1. ПРИЧИНЫ НЕСТАБИЛЬНОСТИ

При рассмотрении энергетической поверхности мы убедились в том, что при данном нечетном  $A$  в ряду изобар может быть только один стабильный нуклид. При четных  $A$  может быть до трех четно-четных изобар, стабильных по отношению к  $\beta$ -распаду, приводящему к образованиям их нечетно-нечетных соседей. Поскольку двойной  $\beta$ -распад, если он существует, является крайне маловероятным процессом ( $t_{1/2} > 10^{15}$  лет), то такие ядра можно считать вообще стабильными по отношению к  $\beta$ -распаду.

Если обратиться ко всем ядрам, а не только к изотопам, то из рассмотрения кривой энергии связи (рис. 5) следует, что, по существу, имеется только одно ядро (по-видимому,  $\text{Fe}^{56}$ ), которое представляет термодинамически стабильную форму ядерной материи. При абсолютном нуле все другие ядра должны самопроизвольно (но с неизмеримо малыми скоростями) превращаться в  $\text{Fe}^{56}$ . В гл. XV будут рассмотрены относительно быстрые превращения легких ядер в ядра, лежащие в области железа; полагают, что эти превращения протекают при определенных жестких условиях (температура, давление) во внутренних областях звезд.

Выше уже было отмечено, что ядра с  $A \gtrsim 140$  нестабильны по отношению к  $\alpha$ -распаду. Это явление связано с тем, что испускание  $\alpha$ -частицы уменьшает кулоновскую энергию — главную отрицательную составляющую энергии связи тяжелых ядер. Связь нуклонов в  $\alpha$ -частице и в тяжелых ядрах почти одинакова.  $\alpha$ -Радиоактивность при  $A \gtrsim 140$  наблюдается и у природных и у искусственно полученных нуклидов. Периоды полураспада изменяются в пределах от малых долей секунды до  $10^{15}$  лет. Стабильные ядра в этой области  $A$  скорее можно назвать условно-стабильными; по-видимому, они просто имеют слишком большой и недоступный для измерения период полураспада.

Распада нестабильных ядер с испусканием протонов не происходит\*, так как, хотя такой процесс и приводит к уменьшению кулоновской энергии, он одновременно вызывает существенное уменьшение связи ядра. При избытке протонов в ядре с протонным распадом успешно конкурирует  $\beta$ -распад, приводящий к испусканию позитронов (см. гл. VIII, раздел Б).

Поскольку при  $A \gtrsim 60$  энергия связи в расчете на один нуклон с ростом  $A$  уменьшается, все ядра с  $A \gtrsim 100$ , по существу, нестабильны

\* По этому вопросу см. стр. 236—238 и приложение Е.— *Прим. ред.*

по отношению к спонтанному делению на два осколка примерно равной массы. Этот процесс практически обнаружен только у наиболее тяжелых элементов с  $A > 230$ ; у менее тяжелых (и менее нестабильных) ядер делению препятствует наличие высокого кулоновского барьера, который должны преодолевать осколки. Измеренные скорости самопроизвольного деления лежат в пределах от  $\sim 4 \cdot 10^{-5}$  деление/г·сек для Th<sup>232</sup> до  $\sim 2 \cdot 10^{17}$  деление/г·сек для Fm<sup>236</sup>. Увеличение скорости спонтанного деления с ростом  $Z$  указывает на то, что этот тип распада может лимитировать синтез новых тяжелых элементов и изотопов (хотя скорости  $\alpha$ -распада в этой области также велики).

## 2. $\alpha$ -РАСПАД

$\alpha$ -Частицы, испускаемые данным ядром, либо имеют одинаковую энергию, либо разделяются на небольшое число моноэнергетических групп. Если все  $\alpha$ -частицы обладают одинаковой энергией, как, например, при  $\alpha$ -распаде Po<sup>215</sup> (AcA) или Rn<sup>222</sup>, то переход происходит с определенного уровня нестабильного ядра на определенный, как правило, основной уровень образующегося ядра. Если при распаде одного нуклида наблюдается несколько групп  $\alpha$ -частиц, то  $\alpha$ -переход может происходить на различные уровни конечного ядра, с последующим переходом в основное состояние при испускании  $\gamma$ -квантов.

Величины энергий  $\alpha$ -частиц, испускаемых нестабильными ядрами, лежат в пределах от 4,5 Мэв (Ce<sup>142</sup>) до 11,7 Мэв (Po<sup>212m</sup>).

Если известны полная энергия  $\alpha$ -распада  $E_d$  (при переходе на основной уровень) и масса атома He<sup>4</sup> ( $M_\alpha$ ), то легко вычислить разность  $\Delta M$  между массами начального и конечного ядер:  $\Delta M = M_\alpha + E_d/c^2$ . Энергия  $E_d$  равна сумме кинетической энергии  $\alpha$ -частицы ( $E_\alpha$ ) и энергии ядра отдачи ( $E_n$ ); последняя для тяжелых  $\alpha$ -излучателей составляет \* около 0,1 Мэв. Строго говоря, энергия распада  $E_d$  должна еще содержать энергию связи орбитальных электронов атома гелия (которая обычно не входит в измерении), но эта величина пренебрежимо мала.

При рассмотрении радиусов ядер уже упоминалось, что квантовомеханическая теория  $\alpha$ -распада устанавливает связь между периодом полураспада, с одной стороны, и кинетической энергией  $\alpha$ -частицы и высотой и шириной потенциального барьера — с другой. Количественное рассмотрение этого вопроса приводится в гл. VIII. Здесь только укажем, что при изменении энергии  $\alpha$ -частиц в пределах от 4,5 до 11 Мэв период полураспада изменяется более чем в  $10^{27}$  раз. Увеличение энергии приводит, естественно, к уменьшению периода полураспада.

## 3. $\beta$ -РАСПАД

Термин « $\beta$ -распад» относится ко всякому процессу радиоактивного распада, при котором атомный номер изменяется, а массовое число ядра остается неизменным. В природных радиоактивных семействах встречается только один тип  $\beta$ -распада, связанный с испусканием электронов ( $\beta^-$ ). При  $\beta^-$ -распаде атомный номер увеличивается на единицу; по современным представлениям причиной этого является переход нуклона из состоя-

\* В релятивистском случае импульс  $p$  и кинетическая энергия  $E$  частицы с массой  $M$  связаны соотношением  $p^2 = 2ME$ . На основании закона сохранения импульса  $M_\alpha E_\alpha = M_n E_n$ . В случае, например,  $\alpha$ -частиц Bi<sup>212</sup> с энергией 6,05 Мэв энергия ядра отдачи равна  $4 \cdot 6,05 / 208 = 0,116$  Мэв.

ния «нейтрон» в состояние «протон». Распад с испусканием электронов происходит в том случае, если в ядре имеется избыток нейтронов (т. е. ядро расположено на левом склоне «долины стабильности»). Процесс  $\beta^-$ -распада нуклида  $Z$ , приводящий к образованию его изобара ( $Z \mp 1$ ), энергетически возможен, если  $M_Z - M_{Z+1} > 0$ , где  $M_Z$  и  $M_{Z+1}$  — массы атомов с атомными номерами  $Z$  и ( $Z \mp 1$ ). Энергетический эквивалент этой разности масс и есть энергия  $\beta^-$ -распада.

**Позитроны.** Позитронный (или  $\beta^+$ ) распад связан с превращением протона в нейтрон и сопровождается уменьшением  $Z$  на единицу. Этот тип распада встречается у ядер, обладающих избытком протонов по сравнению со стабильным изобаром (т. е. ядро лежит на правом склоне «долины стабильности»). Процесс  $\beta^+$ -распада был обнаружен спустя несколько лет после того, как существование позитрона было постулировано Дираком из чисто теоретических соображений. Исследуя свойства предложенного им релятивистского волнового уравнения для электрона, Дирак установил, что уравнение имеет решения, соответствующие существованию электрона в положительных и отрицательных энергетических состояниях, причем абсолютное значение энергии всегда больше  $mc^2$  ( $m$  — масса электрона). Для объяснения физического смысла отрицательных, не наблюдающихся на опыте, уровней энергии Дирак предположил, что обычно все отрицательные уровни заполнены. В таком случае переход электрона с отрицательного уровня на положительный (связанный с увеличением его энергии на величину, превышающую  $2mc^2$ ) должен обнаружиться не только по появлению обычного электрона, но и по одновременному появлению «дырки» в бесконечном «море» электронов с отрицательной энергией. Такая дырка должна обладать свойствами положительно заряженной частицы, а в остальном не должна отличаться от обычного электрона. Вслед за обнаружением позитрона — сначала в космических лучах, а затем при процессах  $\beta^+$ -распада — вскоре последовало открытие процессов образования пар позитрон — электрон и их аннигиляции. Все эти опытные данные можно рассматривать как экспериментальное подтверждение теории Дирака.

Образованием пар называется процесс превращения фотона в электрон и позитрон; энергия фотона должна быть не менее  $1,02 Mэв$  ( $2mc^2$ ). Можно показать, что в пустоте этот процесс не происходит, так как в этом случае не соблюдаются законы сохранения энергии и импульса. Однако образование пар может происходить в поле ядра, которое поглощает некоторую долю импульса и энергии. Сечение этого процесса возрастает с увеличением  $Z$  ядра и энергии фотона. Процесс образования пар можно рассматривать как переход электрона из отрицательного в положительное энергетическое состояние. Явление аннигиляции — это падение обычного электрона в «море» электронов с отрицательной энергией и заполнение им «дырки» (при одновременном испускании соответствующего количества энергии в виде излучения). Процесс аннигиляции является причиной чрезвычайно малой продолжительности жизни позитрона; как только в море электронов возникает дырка, она вновь быстро заполняется электроном. Энергия, связанная с аннигиляцией, обычно выделяется в виде двух  $\gamma$ -квантов, вылетающих, согласно закону сохранения импульса, в примерно противоположных направлениях. Значительно реже испускается один  $\gamma$ -квант; это возможно, если участвующий в процессе аннигиляции электрон сильно связан (например, находится на одной из внутренних орбит) и избыток импульса может передаваться ядру. Двухфотонная аннигиляция

происходит в основном при участии очень медленных позитронов, скорость которых в результате предшествующих процессов ионизации упала почти до нуля. Поэтому энергия каждого из испускаемых  $\gamma$ -квантов равна  $mc^2$  ( $0,51$  Мэв). Это характерное излучение называют аннигиляционным излучением.

**Захват орбитального электрона.** С точки зрения представлений Дирака, испускание позитрона эквивалентно поглощению электрона из континуума отрицательных энергетических состояний. Это позволяет предположить возможность процесса, в известном смысле эквивалентного  $\beta^+$ -распаду (т. е. приводящего к уменьшению  $Z$  на единицу), но связанного не с испусканием позитрона, а с поглощением ядром электрона (с положительной энергией). Поскольку в атоме ближе всего расположены к ядру  $K$ -электроны (в квантовомеханической трактовке амплитуда волновой функции  $K$ -электрона в области ядра больше, чем в случае  $L$ -,  $M$ - и других электронов), вероятность захвата  $K$ -электронов ( $K$ -захват), вообще говоря, должна быть наибольшей. В 1938 г. Альварес действительно экспериментально обнаружил такой тип распада. В последующие годы было установлено, что электронный захват (Э.З.) является весьма распространенным типом радиоактивного превращения в случае ядер с недостатком нейтронов. В сущности, для таких ядер это единственно возможный способ  $\beta$ -распада, если энергия превращения (т. е. разность масс исходного и конечного ядер) меньше чем  $2mc^2$ . Только в том случае, если энергия превращения превышает  $2mc^2$ , наряду с электронным захватом возможен  $\beta^+$ -распад\*. Чем выше энергия распада, тем более эффективно процесс испускания позитронов конкурирует с Э.З. Кроме того, отношение вероятностей этих процессов зависит от атомного номера: отношение Э.З./ $\beta^+$  при данной энергии распада растет с увеличением  $Z$ . Среди наиболее тяжелых элементов позитронный распад наблюдается очень редко.

**Внеядерные эффекты, связанные с Э.З.** Процесс Э.З. экспериментально обнаружить значительно труднее, чем  $\beta^+$ - или  $\beta^-$ -распад, поскольку он не сопровождается испусканием какого-либо обычного ядерного излучения\*\* (за исключением тех случаев, когда конечное ядро оказывается в возбужденном состоянии и испускает  $\gamma$ -лучи). Наиболее характерным эффектом, связанным с Э.З., является испускание внеядерного характеристического рентгеновского излучения, возникающего в результате

\* Положим, что массы ядер исходного и конечного нуклидов равны  $m_Z$  и  $m_{Z-1}$ , массы соответствующих атомов  $M_Z$  и  $M_{Z-1}$  и энергия распада равна  $Q$ . В случае  $\beta^+$ -распада баланс энергии (если считать массу покоя нейтрино равной нулю) определяется выражениями:

$$m_Z = m_{Z-1} + m_e + Q, \quad \text{или} \quad M_Z = M_{Z-1} + 2m_e + Q.$$

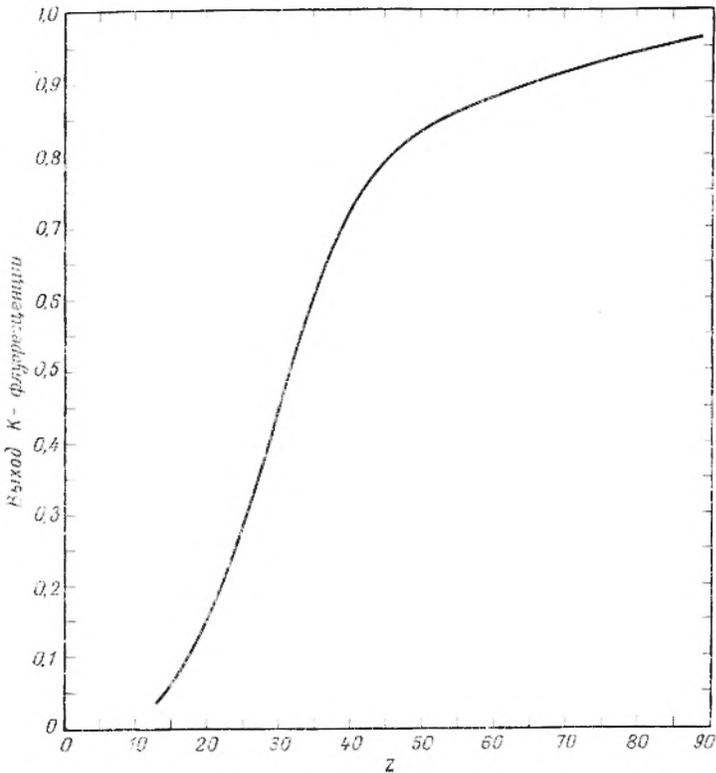
В случае электронного захвата

$$m_Z + m_e = m_{Z-1} + Q, \quad \text{или} \quad M_Z = M_{Z-1} + Q.$$

\*\* Обнаружено, что при всех процессах  $\beta$ -распада, в том числе при Э.З., наблюдается электромагнитное излучение со сплошным спектром и очень малой интенсивностью. Кванты этого так называемого внутреннего тормозного излучения несут на себе энергию, равную некоторой доле или всей энергии, обычно уносимой нейтрино. Число квантов этого излучения, соответствующее одному акту Э.З., приблизительно равно  $7,4 \cdot 10^{-4} E_0^2$ , где  $E_0$  (Мэв) — энергия радиоактивного перехода. Если испускаются ядерные  $\gamma$ -лучи, то малоинтенсивное внутреннее тормозное излучение обычно не удается наблюдать на их фоне. Однако в случае Э.З., не сопровождающегося излучением ядерных  $\gamma$ -квантов, измерение верхней границы спектра внутреннего тормозного излучения может служить эффективным способом определения энергии радиоактивного перехода.

перескока электронов на ставшую вакантной орбиту (чаще всего на  $K$ -орбиту). Вслед за Э.З. происходит целый ряд процессов перестройки электронных оболочек: вновь образующиеся вакансии заполняются за счет переходов электронов с более внешних орбит.

Если, например,  $L$ -электрон перескакивает на освободившуюся в результате Э. З.  $K$ -орбиту, то соответствующая энергия (разность энергий



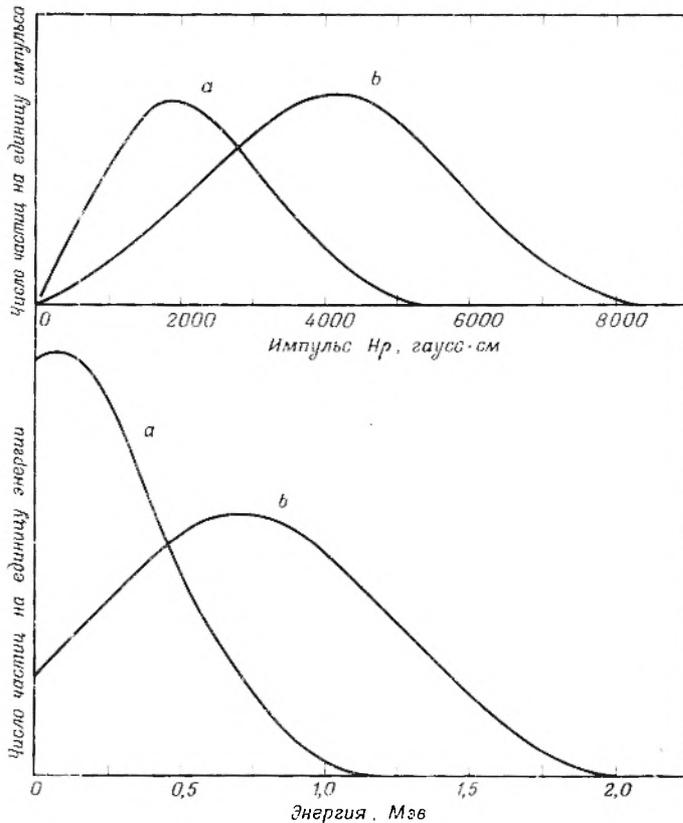
Р и с. 12. Зависимость выхода  $K$ -флуоресценции от атомного номера [22].

связи  $K$ - и  $L$ -электронов) может или выделиться в виде характеристического рентгеновского излучения, или вызвать освобождение одного из орбитальных электронов (с  $L$ -,  $M$ - и т. д. оболочек). Освобождение электрона происходит в результате внутреннего фотоэффекта, а его энергия равна разности энергий характеристического излучения и энергии связи электрона на данной орбите. Такие электроны называются электронами Оже. В тяжелых атомах сложный процесс перестройки электронных оболочек может включать целый ряд актов последовательного испускания характеристического излучения и электронов Оже со все более отдаленных от ядра оболочек.

Доля вакансий на данной оболочке, при заполнении которой происходит испускание характеристического рентгеновского излучения, называется выходом флуоресценции, а доля, соответствующая испусканию электронов Оже, называется Оже-выходом. На рис. 12 показана зависимость выхода флуоресценции для  $K$ -оболочки от атомного номера. Выход флуоресценции для  $L$ -оболочки изменяется с ростом  $Z$  аналогичным образом; абсолютные значения выходов при данном  $Z$  в несколько раз меньше, чем

в случае  $K$ -флуоресценции (или примерно такие же, как для  $K$ -флуоресценции, но в атомах, где энергия связи на  $K$ -оболочке равна энергии связи данного  $L$ -электрона). Если известна величина выхода флуоресценции, то можно определить скорость радиоактивного превращения ядер, испытывающих Э. З.

**Нейтронно.** Испускаемые при радиоактивном распаде  $\beta$ -частицы\* не моноэнергетичны; их энергетический спектр простирается от нуля до



Р и с. 13. Типичные графики  $\beta$ -спектров:  $a$  — спектр электронов;  $b$  — спектр позитронов. [Один и те же данные отложены в зависимости от импульса (наверху) и от энергии (внизу). Импульс выражен в единицах  $Hr$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля,  $r$  — радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле.]

некоторого максимального значения. Многие  $\beta$ -спектры детально исследованы с помощью магнитных спектрометров. Типичные графики  $\beta$ -спектров приведены на рис. 13. Средняя энергия  $\beta$ -частиц равна примерно  $\frac{1}{3}$  максимальной энергии  $\beta$ -спектра, которая обычно служит характеристикой  $\beta$ -перехода. В случае исследованных  $\beta$ -спектров максимальная энергия лежит в пределах от  $\sim 15$  кэв до  $\sim 15$  Мэв.

\*  $\beta$ -Частицами называются электроны — отрицательные или положительные, — испускаемые ядрами. В случае необходимости различают отрицательные  $\beta$ -частицы (негатроны) и положительные  $\beta$ -частицы (позитроны). Электроны, освобождаемые из атомных оболочек, не следует называть  $\beta$ -частицами. Их обычно обозначают символом  $e^-$ .

Непрерывность спектра  $\beta$ -частиц, установленная Чэдвиком в 1914 г., с самого начала ставила ученых в тупик. Исследования спектров  $\alpha$ - и  $\gamma$ -лучей показали, что ядра существуют в некоторых определенных энергетических состояниях. Однако во всех известных случаях  $\beta$ -распада переход из одного определенного состояния в другое сопровождается испусканием  $\beta$ -частиц с различной кинетической энергией. Калориметрические измерения (т. е. поглощение энергии всех  $\beta$ -частиц в калориметре и измерение суммарного тепла) показали, что энергия, приходящаяся на долю каждой  $\beta$ -частицы, равна не максимальной, а средней энергии  $\beta$ -спектра. Эти наблюдения, казалось бы, говорят о несоблюдении закона сохранения энергии при  $\beta$ -распаде. Более того, из экспериментов следовало, что не соблюдаются и другие хорошо известные законы сохранения. Действительно, как известно, все ядра с четными массовыми числами подчиняются статистике Бозе и имеют целочисленный спин, а все ядра с нечетными  $A$  следуют статистике Ферми и обладают полуцелым спином. Поскольку при  $\beta$ -распаде массовое число не изменяется, то исходное и конечное ядра должны обладать одинаковой статистикой и спинами одного класса (целыми или полуцелыми). С другой стороны, вылетающая  $\beta$ -частица (электрон или позитрон) имеет спин, равный  $1/2$ , и подчиняется статистике Ферми, что позволяет сделать заключение, что при  $\beta$ -распаде не соблюдается закон сохранения момента количества движения и меняется статистика. Наконец, опыты, в которых были измерены и сопоставлены импульсы  $\beta$ -частицы и ядра отдачи, указывают на несоблюдение закона сохранения импульса.

Во избежание отказа от всех законов сохранения Паули постулировал, что при  $\beta$ -распаде вместе с каждой  $\beta$ -частицей вылетает еще одна неизвестная и ненаблюдаемая частица. Свойства, приписываемые этой гипотетической частице, получившей название нейтрино, таковы, что обеспечивают соблюдение всех законов сохранения. Предполагается, что нейтрино обладает нулевым зарядом, спином, равным  $1/2$ , подчиняется статистике Ферми; эта частица уносит соответствующие доли энергии и импульса, необходимые для выполнения законов сохранения. Поскольку нейтрино ускользает от наблюдения обычными ядерными методами, необходимо предположить, что эта частица обладает очень малой или даже нулевой массой покоя и очень малым или равным нулю магнитным моментом. Верхний предел массы покоя нейтрино можно определить путем тщательного измерения максимальной энергии  $\beta$ -спектра и измерения масс исходного и конечного атомов. Для таких опытов лучше всего подходит  $\beta$ -распад  $\text{H}^3$ ; из наиболее точных опытных данных следует, что верхний предел массы покоя нейтрино составляет  $200 \text{ эв}$  ( $0,0004$  массы покоя электрона).

Сравнительно недавно существование нейтрино было подтверждено прямыми опытами, при которых наблюдалось их поглощение протонами с образованием нейтронов и позитронов. Это пример так называемого обратного  $\beta$ -процесса, который происходит с исключительно малой вероятностью и поэтому чрезвычайно труден для наблюдения. Путем исследования обратных процессов определенно установлено, что нейтрино, испускаемые при  $\beta^+$ -распаде, не идентичны тем, которые возникают при  $\beta^-$ -распаде; последние называются антинейтрино. Неидентичность нейтрино и антинейтрино следует также из современных теорий  $\beta$ -распада, учитывающих несохранение четности при слабых взаимодействиях. Однако в основном (кроме реакций захвата) свойства нейтрино и антинейтрино неразличимы, и в дальнейшем будем использовать термин «нейтрино» в обоих случаях.

При электронном захвате, как и во всех других случаях  $\beta$ -распада, согласно законам сохранения импульса, вращательного момента и статистики, также должны испускаться нейтрино. Однако, поскольку захват электрона происходит с определенного уровня, нейтрино, испускаемые при Э. З., по-видимому, должны быть моноэнергетичны.

**Периоды полураспада.** Периоды полураспада в случае известных процессов  $\beta$ -распада простираются от миллисекунд до  $10^{15}$  лет. Соотношение между энергией перехода и периодом полураспада для этого процесса не является таким простым, как при  $\alpha$ -распаде. Как будет показано в гл. VIII, период полураспада  $\beta$ -активных ядер сильно зависит не только от энергии распада, но также от изменения спина и четности. В соответствии с изменением спина и четности процессы  $\beta$ -распада подразделяют на разрешенные и запрещенные, которые в свою очередь могут быть первой, второй и т. д. степени запрещенности. В пределах каждой группы имеется относительно простое соотношение между периодом полураспада и энергией  $\beta$ -превращения.

#### 4. $\gamma$ -ПЕРЕХОДЫ И ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ

Ядро, образующееся в результате процессов  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада, может оказаться или в основном, или в возбужденном состоянии. Последнее происходит чаще.

**Процессы снятия возбуждения.** Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может отдать избыточную энергию и перейти в основное состояние несколькими путями.

Наиболее очевидный путь — это разрядка возбужденного состояния путем испускания электромагнитного излучения, именуемого  $\gamma$ -излучением. Частота  $\gamma$ -излучения связана с энергией кванта соотношением  $E = h\nu$ . Часто  $\gamma$ -переход происходит не непосредственно с некоторого возбужденного уровня на основной, а путем ряда переходов через промежуточные уровни. При радиоактивных процессах наблюдаются  $\gamma$ -лучи с энергиями, лежащими в пределах от  $\sim 10$  кэв до  $\sim 7$  Мэв.

Эмиссию  $\gamma$ -лучей часто сопровождает или даже может вытеснить процесс испускания электронов внутренней конверсии. Внутренняя конверсия является результатом чисто электромагнитного взаимодействия между возбужденным ядром и электронными оболочками. Процесс приводит к появлению моноэнергетических электронов, кинетическая энергия которых равна разности между энергией соответствующего ядерного перехода и энергией связи электрона в атоме.

Если энергия возбуждения превышает  $1,02$  Мэв, то возможен третий путь перехода в основное состояние. (Как известно,  $1,02$  Мэв — это энергия, эквивалентная массе двух электронов.) В этом случае возбужденное ядро может породить пару легких частиц — электрон и позитрон, суммарная кинетическая энергия которых на  $1,02$  Мэв меньше энергии возбуждения. Это — не часто встречающийся вид снятия возбуждения. Таким путем происходит, например, разрядка первого возбужденного состояния  $O^{16}$ ; в этом случае  $E = 6,05$  Мэв,  $t_{1/2} = 7 \cdot 10^{-11}$  сек.

Все перечисленные процессы будем называть  $\gamma$ -переходами, хотя  $\gamma$ -лучи реально испускаются только в первом из них. Для всех них характерно изменение энергии без изменения  $Z$  и  $A$ .

Иногда ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может испытывать не  $\gamma$ -переход, а радиоактивный  $\alpha$ - или  $\beta$ -распад\*.

В последнем случае возникающее при  $\beta$ -распаде ядро, испытывая в свою очередь другой тип  $\beta$ -превращения, иногда может образовать исходное ядро, но в основном состоянии. Одним из примеров такого процесса (который уже нельзя считать  $\gamma$ -переходом) является следующая последовательность: изомер  $\text{Sr}^{87m}$  частично распадается путем Э. З. с образованием  $\text{Rb}^{87}$ , который, испуская  $\beta^-$ -частицы, превращается в  $\text{Sr}^{87}$ .

**Ядерная изомерия.**  $\gamma$ -Переходы, подобно другим самопроизвольным ядерным процессам, происходят согласно экспоненциальному закону распада, хотя в большинстве случаев  $\gamma$ -распад протекает настолько быстро, что период полураспада невозможно измерить. Косвенные способы, основанные на изучении конкуренции между  $\gamma$ - и  $\alpha$ -распадом и измерении ширины уровней, соответствующих  $\gamma$ -переходам, показывают, что во многих случаях периоды полураспада  $\gamma$ -переходов составляют около  $10^{-13}$  сек. Современная электронная аппаратура позволяет измерять периоды полураспада  $\gamma$ -процессов до  $10^{-11}$  сек. С другой стороны, известны и очень долгоживущие возбужденные состояния; например,  $\text{I}^{132m_2}$  имеет период полураспада около 600 лет.

Теоретические исследования и эксперименты показывают, что среднее время жизни возбужденного состояния зависит от энергии  $\gamma$ -перехода  $E$ , изменения спина ( $|I_{\text{н}} - I_{\text{г}}| = \Delta I$ ) и массового числа ядра  $A$ . Время, необходимое для разрядки возбужденного состояния (путем эмиссии  $\gamma$ -квантов и электронов внутренней конверсии), возрастает с уменьшением  $E$  и  $A$  и увеличением  $\Delta I$ . В гл. VIII рассматриваются правила отбора, определяющие вероятность  $\gamma$ -распада и приводящие к указанным закономерностям.

Возбужденные состояния, обладающие измеримыми временами жизни, называются метастабильными или изомерными состояниями. Явление ядерной изомерии стало известно (пары  $\text{U}^Z - \text{U}^X_2$  и  $\text{Br}^{80} - \text{Br}^{80m}$ ) до того, как были установлены основные принципы, определяющие вероятность этого процесса.

$\gamma$ -Переходы из одного изомерного состояния в другое называются изомерными переходами. Одним из членов всякой изомерной пары является ядро, находящееся в некотором возбужденном состоянии, особенность которого заключается в том, что быстрая разрядка запрещена правилами отбора. Одним из существенных результатов, полученных с помощью модели ядерных оболочек, явилось установление корреляции между спинами ядер и временами жизни изомерных переходов.

Иногда различают «долгоживущие изомеры» ( $t_{1/2} > \sim 1$  сек) и «короткоживущие изомеры» ( $t_{1/2} < \sim 1$  сек). Химиков в основном могут интересовать первые; для их измерения пригодны обычные методы. Прямые измерения периодов полураспада  $\gamma$ -переходов возможны, вообще говоря, вплоть до  $10^{-11}$  сек. Исследование распада при пролете (например,  $\text{O}^{16m}$ )

\* Так называемые длиннопробежные  $\alpha$ -частицы  $\text{Po}^{212}$  ( $\text{ThC}'$ ) и  $\text{Po}^{214}$  ( $\text{RaC}'$ ) возникают при распаде возбужденных состояний, которые столь неустойчивы по отношению к  $\alpha$ -распаду, что последний успешно конкурирует с  $\gamma$ -переходом. Обычно время жизни возбужденных состояний по отношению к эмиссии  $\gamma$ -квантов значительно меньше, чем по отношению к  $\alpha$ - или  $\beta$ -распаду, но иногда (для некоторых метастабильных состояний) эта закономерность не сохраняется. Если энергия возбуждения превышает энергию связи наименее прочно связанного нуклона (часто нейтрона), его эмиссия делается существенно более вероятной, чем испускание  $\gamma$ -кванта.

и наблюдение доплеровского уширения (для  $\text{Li}^{7m}$ ,  $t_{1/2} = 5 \cdot 10^{-14}$  сек) позволяют еще отодвинуть границу возможностей измерительных методов.  $\gamma$ -Переходы с периодами полураспада, лежащими в миллисекундной области, являются очень редкими.

**Внутренняя конверсия.** Как уже упоминалось, внутренняя конверсия представляет собой процесс, приводящий, подобно  $\gamma$ -эмиссии, к разрядке возбужденного состояния. Отношение выходов процессов внутренней конверсии и  $\gamma$ -эмиссии (т. е. отношение числа конверсионных электронов к числу  $\gamma$ -квантов) называется коэффициентом внутренней конверсии  $\alpha$ ; его значения лежат между 0 и  $\infty$ . Различают коэффициенты внутренней конверсии электронов, относящиеся к  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и т. д. оболочкам ( $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M$  и т. д.) и даже к подоболочкам (например,  $\alpha_{L_I}$ ,  $\alpha_{L_{II}}$ ,  $\alpha_{L_{III}}$  и т. д.). Коэффициенты  $\alpha$  для любой оболочки в общем возрастают с уменьшением энергии перехода, увеличением  $\Delta I$  и  $Z$ . Вычисленные значения коэффициентов внутренней конверсии приведены в таблицах в специальной литературе. Сравнивая экспериментально измеренные значения  $\alpha$  с вычисленными, можно определить изменение спина при  $\gamma$ -переходе.

Измерения, производимые с помощью магнитных спектрометров, показывают, что электроны внутренней конверсии имеют линейчатый спектр. Отдельные линии соответствуют разности энергии  $\gamma$ -перехода и энергии связи электрона на  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и т. д. орбитах, на которых происходит конверсия. По величинам  $\Delta E$  между последовательными линиями можно идентифицировать  $Z$  и разделить линии на группы, соответствующие отдельным  $\gamma$ -переходам. Отношение интенсивностей линий является мерой отношения коэффициентов конверсии  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M$  и т. д. Экспериментально более точно можно определить именно отношения коэффициентов  $\alpha_i$ , а не их абсолютные величины.

Если происходит процесс внутренней конверсии, то в электронной оболочке атома образуется вакансия. Это вызывает перестройку оболочки аналогично тому, как это имеет место при электронном захвате.

## Е. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

### 1. ПРИРОДА И ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ

Ядерной реакцией называется процесс взаимодействия ядра с другим ядром, элементарной частицей или фотоном, который длится в течение времени порядка  $10^{-12}$  сек или меньше и результатом которого является образование одного или нескольких новых ядер (и, возможно, других частиц). Большинство исследованных до настоящего времени ядерных реакций — это реакции между ядром и легкой частицей (нейтрон, протон, дейтрон, тритон,  $\alpha$ -частица, электрон, мезон, фотон), приводящие к образованию ядра другого элемента и вновь одной или более легких частиц. Основным исключением из этого правила являются реакции деления и реакции, протекающие под действием тяжелых ионов (Li, Be, B, C).

**Обозначения.** В качестве примера ядерной реакции приведем реакцию расщепления азота при действии  $\alpha$ -частиц, представляющую собой первое искусственно вызванное ядерное превращение. При бомбардировке азота  $\alpha$ -частицами, испускаемыми  $\text{RaC}'$ , Резерфорд наблюдал на экране из сернистого цинка сцинтилляции даже в тех случаях, когда между азотом и экраном находилось поглощающее вещество, толщина слоя которого

была достаточна для поглощения всех  $\alpha$ -частиц. Дальнейшими опытами было показано, что сцинтилляции вызываются образующиеся длиннопробежные частицы, которые, как оказалось, являются протонами. Результаты этих экспериментов были объяснены протеканием ядерной реакции между азотом и  $\alpha$ -частицами с образованием кислорода и протонов. В обычных обозначениях эта реакция записывается в виде



С 1919 г. до настоящего времени открыты тысячи различных ядерных реакций. Определение продуктов ядерных реакций значительно облегчается в тех случаях, когда они нестабильны, так как тогда можно наблюдать их характеристическое радиоактивное излучение. Например, как показали Ф. Жолио и И. Кюри, в результате бомбардировки алюминия  $\alpha$ -частицами образуется радиоактивный  $\text{P}^{30}$ , распадающийся с испусканием позитронов; соответствующая ядерная реакция —



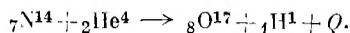
Обозначения, используемые при записи ядерных реакций, аналогичны обозначениям, принятым при написании химических реакций: символы реагирующих частиц находятся в левой части уравнения, а продуктов реакции — в правой. Во всех до сих пор наблюдавшихся ядерных реакциях, кроме включающих рождение и аннигиляцию антинуклонов, полное число нуклонов (т. е. суммарное значение  $A$ ) остается без изменения. Кроме того, при ядерных реакциях сохраняются неизменными и другие физические величины: заряд, энергия, импульс, вращательный момент, статистика, четность.

Для записи ядерных реакций часто употребляются сокращенные обозначения: символы легких частиц — бомбардирующей и образующейся — записывают в скобках между символами начального и конечного ядер. В этих обозначениях две вышеприведенные ядерные реакции выглядят следующим образом:



При таком способе записи ядерных реакций символы  $n$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ,  $e$ ,  $\gamma$ ,  $X$ ,  $\pi$ ,  $\bar{p}$  обозначают соответственно нейтрон, протон, дейтрон,  $\alpha$ -частицу, электрон,  $\gamma$ -квант, рентгеновский фотон,  $\pi$ -мезон, антипротон.

**Сравнение ядерных и химических реакций.** Подобно химическим реакциям, ядерные реакции всегда сопровождаются выделением или поглощением энергии. Это обстоятельство выражается добавлением значения  $Q$  в правую часть уравнения. Таким образом, более полная запись первой ядерной реакции, открытой Резерфордом, выглядит следующим образом:



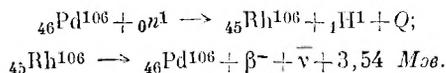
Величина  $Q$  называется энергией реакции, или даже просто « $Q$  реакции». Положительные значения  $Q$  соответствуют выделению энергии (экзоэнергетические реакции); отрицательные  $Q$  отвечают поглощению энергии (эндоэнергетические реакции).

Следует указать и на существенное отличие химических реакций от ядерных. В случае химических реакций всегда рассматриваются макроскопические количества реагирующего вещества, и поэтому теплоту реакции обычно относят к одному молю или грамму одного из реагентов. В слу-

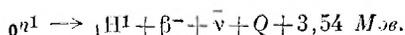
чае же ядерных реакций обычно рассматриваются единичные процессы и  $Q$  относится к превращению одного ядра. Если в обоих случаях одним и тем же путем вычислить энергии реакций, то оказывается, что выделение или поглощение энергии при ядерных реакциях на много порядков больше тепловых эффектов любой химической реакции. Так, например, реакции  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$  соответствует  $Q = -1,19 \text{ Мэв}$ , т. е.  $-1,19 \cdot 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$ . или  $-1,19 \cdot 1,602 \cdot 10^{-6} \cdot 2,390 \cdot 10^{-8} \text{ кал} = -4,56 \cdot 10^{-14} \text{ кал}$  на одно ядерное превращение. Таким образом, для превращения 1 грамм-атома  $N^{14}$  в  $O^{17}$  требуется энергия, равная  $4,56 \cdot 10^{-14} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 2,74 \cdot 10^{10} \text{ кал}$ . Эта величина примерно в  $10^5$  раз больше самых высоких значений тепловых эффектов химических реакций. Однако следует иметь в виду, что ядерные реакции по сравнению с химическими являются очень редким событием. Одна из причин этого связана с малым размером ядер, что делает маловероятным эффективные ядерные соударения.

**Энергетический эффект ядерной реакции.** Из предыдущего изложения ясно, что энергетические эффекты ядерных реакций по порядку величины таковы, что соответствующие изменения масс ядер уже могут быть наблюдаемы экспериментально. (В случае химических реакций изменение массы настолько мало, что оно не может быть зарегистрировано с помощью самых чувствительных методов.) Если массы всех ядер и частиц, участвующих в ядерной реакции, известны из масс-спектроскопических данных, как, например, в случае реакции  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ , то энергетический эффект реакции  $Q$  может быть легко вычислен. Так как сумма масс  $N^{14}$  и  $He^4$  равна 18,005673 а. е. м., а сумма масс  $O^{17}$  и  $H^1$  равна 18,006958 а. е. м., то для того, чтобы реакция могла произойти, необходим подвод энергии, эквивалентной 0,001280 а. е. м., т. е.  $Q = -0,001280 \cdot 931,5 = -1,192 \text{ Мэв}$ . В тех случаях, когда значение  $Q$  определено экспериментально в результате измерения кинетической энергии бомбардирующей частицы и продуктов реакции, иногда можно вычислить неизвестную массу одного из участвующих в реакции ядер. Этим методом были определены массы ряда радиоактивных ядер (см. упражнение 17).

Часто оказывается возможным вычислить значение  $Q$  реакции даже в том случае, когда массы реагирующих ядер неизвестны. Это возможно, если образующееся при реакции ядро радиоактивно и испытывает распад, в результате которого возникает исходное ядро; энергия распада должна быть известна. Рассмотрим, например, ядерную реакцию  $Pd^{106}(n, p)Rh^{106}$ . Продукт реакции  $Rh^{106}$  радиоактивен, имеет период полураспада 30 сек и при переходе на основной уровень  $Pd^{106}$  испускает  $\beta^-$ -частицы с максимальной энергией 3,54 Мэв. Эта совокупность процессов может быть записана следующим образом:



Складывая эти два уравнения, можно видеть, что суммарный результат сводится просто к превращению нейтрона в протон, электрон и антинейтринно с соответствующим изменением энергии. Это превращение можно представить в виде



Заметим, что здесь символ  ${}_1H^1$  соответствует «голому» протону (что ясно из закона сохранения заряда), в то время как приводимое в таблицах значе-

ние «массы протона» включает массу одного орбитального электрона\*. Таким образом, уравнение энергетического баланса выглядит так:

$$M_n = M_{H^1} + Q - 3,54 \text{ Мэв.}$$

Поскольку  $M_n = 1,008665$  и  $M_{H^1} = 1,007825$  а. е. м., то  $Q = (1,008665 - 1,007825) \cdot 931,5 - 3,54 = 0,78 - 3,54 = -2,76 \text{ Мэв.}$

В случае реакции  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$  было найдено, что ее энергетический эффект  $Q$  равен  $-1,19 \text{ Мэв.}$  Означает ли это, что реакция  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$  действительно может протекать при действии на азот  $\alpha$ -частиц, обладающих кинетической энергией, чуть превышающей  $1,19 \text{ Мэв.}$ ? Нет, не означает. Это обусловлено двумя причинами.

Во-первых, в силу закона сохранения импульса при столкновении  $\alpha$ -частицы с ядром  $N^{14}$  кинетической энергии  $\alpha$ -частицы переходят в кинетическую энергию продуктов реакции. Таким образом, на долю самой реакции остается только  $^{14}/_{18}$  кинетической энергии  $\alpha$ -частицы. Следовательно, пороговая энергия  $\alpha$ -частицы, т. е. значение кинетической энергии  $\alpha$ -частицы, начиная с которой реакция  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$  становится термодинамически возможной, равна  $^{18}/_{14} \cdot 1,19 = 1,53 \text{ Мэв.}$  С увеличением массы ядра, служащего мишенью, доля энергии бомбардирующей частицы, которая превращается в кинетическую энергию продуктов реакции, уменьшается (см. упражнение 19).

**Кулоновский барьер для заряженных частиц.** Вторая причина того, что для осуществления реакции  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$  с хорошим выходом бомбардирующие  $\alpha$ -частицы должны иметь энергию, заметно превышающую  $Q$ , заключается в наличии кулоновского отталкивания между  $\alpha$ -частицей и ядром  $N^{14}$ . С уменьшением расстояния между  $\alpha$ -частицей и ядром сила отталкивания возрастает до тех пор, пока  $\alpha$ -частица не попадет в сферу действия ядерных сил. Кулоновское отталкивание обуславливает наличие потенциального барьера, о котором уже упоминалось выше, в разделе В. Высота потенциального барьера  $V$  вокруг ядра, имеющего заряд  $Z_1e$  и радиус  $R_1$ , для положительно заряженной частицы с зарядом  $Z_2e$  и радиусом  $R_2$  определяется величиной энергии кулоновского отталкивания частицы и ядра в момент соприкосновения:

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)}. \quad (9)$$

Если радиусы  $R_1$  и  $R_2$  выразить в ферми ( $1 \text{ F} = 10^{-13} \text{ см}$ ), а энергию в  $\text{Мэв}$ , то

$$V = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)} \text{ Мэв.} \quad (10)$$

Воспользовавшись для определения ядерных радиусов формулой\*\*  $R = 1,6 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}$ , получим для высоты потенциального барьера ядра  $N^{14}$

\* В случае радиоактивного распада с испусканием электронов или путем захвата орбитального электрона (Э. З.) в расчетах, связанных с атомными массами, никогда не учитываются массы электронов. Однако при испускании позитронов всегда следует учитывать массу двух  $\beta$ -частиц: массу вылетающего из ядра позитрона и массу одного орбитального электрона, покидающего электронную оболочку атома в связи с уменьшением заряда ядра на единицу (в результате этого сохраняется электронейтральность нового атома).

\*\* Для радиусов наиболее легких ядер эта формула дает не совсем удовлетворительное приближение, но для оценки высоты барьера такая точность достаточна. Если с помощью формулы (10) определяют высоту барьера тяжелого ядра для протона, то обычно протон рассматривают как точечный заряд ( $R_2 = 0$ ).

по отношению к  $\alpha$ -частице значение  $\sim 3,2$  *Мэв*. Согласно классической теории,  $\alpha$ -частица, обладающая энергией менее  $\frac{18}{14} \cdot 3,2 = 4,0$  *Мэв*, не может проникнуть в ядро  $N^{14}$  и вызвать ( $\alpha$ ,  $p$ )-реакцию, хотя ее энергетический порог составляет только 1,53 *Мэв* (а  $Q = -1,19$  *Мэв*). По квантовомеханическим представлениям существует конечная вероятность туннельного эффекта, т. е. проникновения сквозь потенциальный барьер в ядро таких частиц, кинетическая энергия которых меньше высоты барьера, но эта вероятность быстро убывает с уменьшением энергии частицы. (Проникновение через потенциальный барьер рассматривается в гл. VIII, раздел А, в связи с проблемой  $\alpha$ -распада.)

Как видно из уравнения (9), для протонов и дейтронов потенциальный барьер вокруг данного ядра примерно в два раза ниже, чем для  $\alpha$ -частиц. Высота потенциального барьера возрастает с увеличением заряда бомбардируемого ядра и приближенно следует закону  $Z^2$ . (Высота барьера приблизительно пропорциональна  $Z^{2/3}$ , а не  $Z$ , так как радиус ядра  $R$  возрастает примерно как  $Z^{1/3}$ .) В случае наиболее тяжелых элементов потенциальные барьеры для протонов и дейтронов достигают 12 *Мэв*, а для  $\alpha$ -частиц —  $\sim 25$  *Мэв*. Таким образом, для того чтобы исследовать ядерные реакции, протекающие под действием заряженных частиц, и в особенности реакций с участием тяжелых ядер, необходимы установки, ускоряющие заряженные частицы и сообщające им энергию порядка многих миллионов электронвольт.

**Нейтроны.** В связи с отсутствием у нейтронов заряда для них не существует кулоновского барьера. Поэтому даже нейтроны с очень низкой энергией могут легко реагировать с ядрами, в том числе с тяжелыми. Так называемые тепловые нейтроны, т. е. нейтроны, энергетическое распределение которых примерно такое же, как и у молекул газа при обычной температуре, внедряются в ядра с очень большой вероятностью. Это важное обстоятельство впервые было обнаружено в 1934 г. Ферми, Амальди, Понтекорво, Разетти и Серге при проведении опытов по нейтронному облучению серебра. Оказалось, что наведенная нейтронами в серебре искусственная радиоактивность значительно увеличивается в присутствии достаточно больших объемов водородсодержащих веществ, например парафина. Ферми сделал правильное заключение, что эффект связан с замедлением нейтронов в результате ряда соударений с протонами (частицы равной массы); медленным нейтронам свойственны большие сечения захвата. Последующие исследования показали, что величина эффекта зависит от температуры парафина; это подтверждает, что нейтроны действительно замедляются до тепловых скоростей.

**Центробежный барьер.** При рассмотрении кулоновского барьера предполагалось, что бомбардирующая заряженная частица падает на ядро так, что происходит лобовое соударение. Однако это вовсе не обязательно: направление движения частицы может и не проходить через центр ядра. В этом случае система частица — ядро обладает некоторым орбитальным вращательным моментом, который, согласно принципам квантовой механики, может принимать только определенные значения  $l \frac{h}{2\pi}$ , где  $l$  — целое число,  $h$  — постоянная Планка. По аналогии с атомными структурами говорят о  $s$ -,  $p$ -,  $d$ - и т. д. взаимодействиях, если квантовое число  $l$  принимает значения, равные соответственно 0, 1, 2 и т. д. Для всех частиц, кроме

представляемых  $s$ -волной, возникает центробежный барьер, препятствующий тесному сближению частицы с ядром. В грубом приближении этот барьер удерживает частицу на расстоянии  $\frac{l}{2\pi} \lambda$  от центра ядра ( $\lambda$  — длина дебройлевской волны бомбардирующей частицы). Чтобы преодолеть центробежный барьер и достичь ядра, частица должна иметь достаточно большую энергию и соответственно столь малую длину волны, чтобы величина  $\frac{l}{2\pi} \lambda$  не превышала суммы радиусов ядра и частицы. В этом приближении высота центробежного барьера  $V = h^2 l^2 / [8\pi^2 M (R_1 + R_2)^2]$ , где  $M$  — масса частицы,  $R_1, R_2$  — радиусы ядра и частицы. В более строгом квантовомеханическом выражении  $l^2$  заменяется на  $l(l+1)$ , а  $M$  — на приведенную массу  $\mu$  (см. гл. X, раздел Г):

$$V = \frac{h^2 l(l+1)}{8\pi^2 \mu (R_1 + R_2)^2}.$$

При взаимодействии  $\alpha$ -частиц с  $N^{14}$  высота центробежного барьера равна  $0,145 l(l+1) Mэв$ , что составляет  $0,29 Mэв$  для  $p$ -волны и  $0,87 Mэв$  для  $d$ -волны. Полная высота барьера, препятствующего проникновению частицы в ядро, складывается из высот кулоновского и центробежного барьеров. Однако следует иметь в виду, что минимальная величина энергии, необходимой для ядерного взаимодействия, определяется одним кулоновским барьером, за исключением тех особых случаев, когда реакции с участием  $s$ -частиц не приводят к образованию интересующих продуктов.

Потенциальный барьер, конечно, стоит на пути не только тех частиц, которые стремятся проникнуть в ядро, но и частиц, вылетающих из ядра. Поэтому заряженная частица должна приобрести внутри ядра достаточно большую энергию для того, чтобы она могла вылететь из ядра поверх потенциального барьера или с заметной вероятностью проникнуть сквозь барьер (что возможно, согласно квантовомеханическим представлениям). В связи с этим испускаемые ядрами заряженные частицы обычно обладают значительной энергией (более  $1 Mэв$ ).

## 2. СЕЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

**Определения.** Обратимся теперь к более количественному рассмотрению вероятностей ядерных реакций. Вероятность ядерного процесса обычно выражается величиной  $\sigma$ , именуемой сечением и имеющей размерность площади. Этот способ выражения вероятности ядерных процессов связан с элементарным представлением о том, что вероятность реакции между ядром и падающей частицей пропорциональна площади поперечного сечения ядра-мишени. Хотя это классическое представление и не оправдывается в случае реакций, возбуждаемых заряженными частицами (которые должны преодолеть кулоновский барьер) или медленными нейтронами, все же сечение является весьма удобной мерой вероятности любой ядерной реакции. Заметим, что в случае быстрых нейтронов полная вероятность их взаимодействия с ядрами действительно пропорциональна геометрическому поперечному сечению бомбардируемого ядра.

Если пучок частиц падает на тонкую мишень, т. е. на мишень, при прохождении которой интенсивность пучка практически не уменьшается, то сечение некоторого ядерного процесса определяется из уравнения

$$R_i = I n \sigma_i x, \quad (11)$$

где  $R_i$  — число актов ядерного превращения данного типа, происходящих в мишени в единицу времени;

$I$  — число частиц, падающих на мишень в единицу времени;

$n$  — число ядер в кубическом сантиметре бомбардируемой мишени;

$\sigma_i$  — сечение данного ядерного процесса, выраженное в  $\text{см}^2$ ;

$x$  — толщина мишени в  $\text{см}$ .

Полное сечение соударения быстрой частицы с ядром никогда не превышает удвоенной площади\* геометрического поперечного сечения ядра. Таким образом, в случае быстрых частиц сечение редко существенно превышает  $10^{-24} \text{ см}^2$  (радиусы наиболее тяжелых ядер равны примерно  $10^{-12} \text{ см}$ ). Величина  $10^{-24} \text{ см}^2$  принята за единицу сечения ядерного процесса и получила название «барн». В качестве производных единиц употребляются также миллибарн ( $1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$ ) и микробарн ( $1 \text{ мкб} = 10^{-30} \text{ см}^2$ ).

Если рассматривать не тонкую, а толстую мишень, т. е. мишень, при прохождении через которую интенсивность падающего пучка заметно снижается, то уменьшение интенсивности пучка  $-dI$  при прохождении бесконечно тонкого слоя  $dx$  определяется уравнением

$$-dI = In\sigma_i dx,$$

где  $\sigma_i$  — полное сечение. Если можно пренебречь изменением сечения при прохождении частиц через мишень\*\*, что часто имеет место в случае нейтронных реакций, то в результате интегрирования получаем:

$$I = I_0 e^{-n\sigma_i x},$$

$$P = I_0 - I = I_0 (1 - e^{-n\sigma_i x}), \quad (12)$$

где  $I$  — интенсивность пучка после прохождения мишени толщиной  $x$ ;  $I_0$  — интенсивность падающего пучка;  $P = I_0 - I$  — число ядерных процессов, происходящих в мишени в единицу времени.

В качестве примера определим число ядер радиоактивного изотопа золота  $\text{Au}^{198}$ , образующихся в 1 сек в золотой фольге толщиной 0,3 мм и площадью  $5 \text{ см}^2$ , помещенной в поток тепловых нейтронов, равный  $10^7$   $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов изотопом  $\text{Au}^{197}$  равно 99 барн; другими реакциями нейтронов с золотом можно пренебречь. Удельный вес золота равен  $19,3 \text{ г/см}^3$ , а его атомный вес составляет 197,2. Следовательно,

$$n = \frac{19,3}{197,2} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 5,89 \cdot 10^{22} \text{ Au}^{197} \text{ ядро/см}^3;$$

$$x = 0,03 \text{ см};$$

$$I_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ нейтрон/сек}.$$

Согласно уравнению (12),

$$P = 5 \cdot 10^7 (1 - e^{-5,89 \cdot 10^{22} \cdot 99 \cdot 10^{-21} \cdot 0,03}) =$$

$$= 8,0 \cdot 10^6 \text{ ядер Au}^{198} \text{ в 1 сек}.$$

**Сечения индивидуальных ядерных процессов и полное сечение.** Любому индивидуальному ядерному процессу соответствует определенное

\* Причина, по которой полное сечение может достигать  $2\pi R^2$ , коротко обсуждалась в этой главе в разделе В (см. также гл. X, раздел Д).

\*\* Изменение сечения может быть обусловлено изменением энергии частиц в результате торможения в мишени.— Прим. ред.

сечение. Их сумма составит полное сечение. Можно также сразу измерить полное сечение поглощения, например, нейтронов с энергией  $10 \text{ Мэв}$  данным видом ядер. Для этого ставят опыты, в которых на мишень направляется коллимированный пучок нейтронов, интенсивность которого по прохождении мишени измеряется детектором, вырезающим малый телесный угол. В этом случае в проходящем пучке содержатся те нейтроны, которые не поглотились и не рассеялись в мишени. С помощью таких опытов определяется полное сечение  $\sigma_t$  взаимодействия нейтронов с ядрами мишени; оно равно сумме сечений индивидуальных процессов поглощения и рассеяния. Можно ввести в рассмотрение и измерить по отдельности сечения определенных индивидуальных процессов, например  $(n, \gamma)$  или  $(n, \alpha)$ . Выше уже указывалось, что в уравнение (12) следует подставлять полное сечение, и таким образом можно вычислить только суммарное число всех имевших место ядерных реакций. Для определения числа актов некоторой определенной ядерной реакции полученную величину следует умножить на отношение парциального сечения этой реакции и полного сечения. Надо иметь в виду, что, в то время как парциальное сечение относится к индивидуальному изотопу, полное сечение может характеризовать вещество мишени в целом. В этом случае оно равно сумме произведений числа ядер данного сорта на полное сечение соответствующего ядра.

В качестве примера рассмотрим образование радиоактивной серы-35 в результате ядерной реакции  $\text{Cl}^{35}(n, p)\text{S}^{35}$ , происходящей при облучении нейтронами четыреххлористого углерода. Облучаемый образец содержит  $1 \text{ см}^3$  ( $1,46 \text{ г}$ )  $\text{CCl}_4$ , поток тепловых нейтронов равен  $10^9 \text{ 1/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Сколько атомов  $\text{S}^{35}$  образуется в течение  $24 \text{ час}$ ?

Согласно приложению В, полное сечение поглощения тепловых нейтронов хлором равно  $33,8 \text{ барн}$ ; для углерода эта величина составляет только  $0,0037 \text{ барн}$  и ею можно пренебречь. Парциальное сечение реакции  $\text{Cl}^{35}(n, p)\text{S}^{35}$  равно  $0,19 \text{ барн}$ . Число атомов хлора в  $1 \text{ см}^3$  четыреххлористого углерода составляет  $\frac{1,46}{133,8} \cdot 4 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 2,28 \cdot 10^{22}$ . В соответствии с уравнением (12) полное число нейтронов, поглощенных в образце за  $24 \text{ час}$ , равно  $24 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 10^9 [1 - \exp(-2,28 \cdot 10^{22} \cdot 33,8 \cdot 10^{-24})] = 4,64 \cdot 10^{13}$ . Поскольку распространенность изотопа  $\text{Cl}^{35}$  в природном хлоре составляет  $75,4\%$ , то доля поглощенных в мишени нейтронов, пошедшая на реакцию  $\text{Cl}^{35}(n, p)\text{S}^{35}$ , равна  $(0,754 \cdot 0,19)/33,8 = 4,24 \cdot 10^{-3}$ . Следовательно, за  $24 \text{ час}$  в мишени образуется  $4,24 \cdot 10^{-3} \cdot 4,64 \cdot 10^{13} = 2,0 \cdot 10^{11}$  атомов  $\text{S}^{35}$ .

В некоторых случаях необходимо знать угловое распределение частиц, образующихся при ядерной реакции. Тогда удобно ввести понятие дифференциального сечения  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , которое определяет долю частиц, испускаемых под некоторым углом  $\Omega$  (в расчете на единицу телесного угла). Полное сечение процесса в этом случае равно  $\sigma = \int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega$ .

**Функции возбуждения.** Часто важно знать, как изменяется сечение ядерного процесса при изменении энергии бомбардирующих частиц. Функция, описывающая эту зависимость, называется функцией возбуждения. Примеры функций возбуждения приведены в гл. X (см. рис. 59 и 64). Для того чтобы определить абсолютное значение сечения, необходимо знать интенсивность пучка бомбардирующих частиц и уметь измерить число актов ядерной реакции, возбуждаемой в мишени. Значительно проще определить относительное изменение сечения данного процесса при различной энергии частиц или относительные значения сечений различных ядерных

реакций при одной энергии. Для определения относительных функций возбуждения часто с успехом используют метод, основанный на облучении пучком частиц стопы фольги, в которой перемежаются фольги-мишени и замедляющие фольги.

Более детальное обсуждение факторов, определяющих сечения ядерных реакций, проводится в гл. X. Укажем только на то, что, как правило, чем больше энергия бомбардирующих частиц, тем более сложные ядерные реакции могут реализоваться. Так, например, тепловые нейтроны в подавляющем большинстве случаев вызывают только  $(n, \gamma)$ -реакции (не считая нескольких исключений, относящихся к легким ядрам). Если нейтроны имеют энергию порядка нескольких  $Mэв$ , становятся возможными, а затем и превалируют  $(n, p)$ -реакции. При дальнейшем повышении энергии наблюдаются  $(n, 2n)$ -,  $(n, \alpha)$ - и  $(n, np)$ -реакции. Наиболее интересная для большинства радиохимиков область энергий простирается примерно до  $50 Mэв$ . Если проследить функцию возбуждения некоторой ядерной реакции, то в большинстве случаев можно видеть, что с увеличением энергии бомбардирующих частиц сечение возрастает, затем достигает максимума (примерно через  $10 Mэв$  после пороговой энергии) и при дальнейшем росте энергии уменьшается до весьма низких значений. Уменьшение сечения данной реакции сопровождается увеличением сечений других, более сложных ядерных реакций. Эта закономерность иллюстрируется графиками функций возбуждения на рис. 64.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Покажите, что  $h$  ( $= 6,626 \cdot 10^{-27}$  эрг·сек) имеет размерность момента количества движения.

2. Вычислите энергию связи в расчете на один нуклон для ядер  $Li^6$ ,  $P^{31}$ ,  $Ni^{60}$ ,  $Pd^{108}$ ,  $Ru^{195}$  и  $U^{238}$ . При вычислениях воспользуйтесь как значениями масс ядер (см. приложение Д), так и полуэмпирическими уравнениями.

3. Определите ширину уровня (в эв), соответствующего квантовому состоянию, время жизни которого равно  $10^{-15}$  сек.

4. Воспользовавшись значениями масс ядер (приложение Д), определите а) энергию связи дополнительного нейтрона, присоединяющегося к  $O^{16}$ ,  $V^{50}$ ,  $Pu^{239}$ ; б) энергию связи дополнительного протона, присоединяющегося к  $B^{10}$ ,  $Mn^{52}$ ,  $Th^{234}$  ( $UX_1$ ).

Ответ: а)  $Pu^{239}$  6,39  $Mэв$ ,  
б)  $Mn^{52}$  7,27  $Mэв$ .

5. Какова кинетическая энергия а) электрона, б) протона, в)  $\pi$ -мезона, длина дебройлевской волны которых равна  $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-13}$  см? (Релятивистские соотношения см. в приложении Б.)

Ответ: а) 826  $Mэв$ .

6. Если все элементы последовательно бомбардировать  $\alpha$ -частицами с  $E = 12 Mэв$ , то начиная с какого элемента будет наблюдаться отклонение от резерфордского рассеяния?

Ответ:  $\sim Z_7$ .

7. Три основных массовых дублета имеют следующие разности (в миллиединицах массы):

$$\begin{aligned} (C^{12}H_4)^+ - (O^{16})^+ &= 36,385, \\ H_2^+ - D^+ &= 1,548, \\ D_3^+ - (C^{12})^{2+} &= 42,307. \end{aligned}$$

Вычислить атомные массы H, D,  $O^{16}$ .

8. С помощью полуэмпирических уравнений установите а) энергию, выделяющуюся при присоединении к  $U^{235}$  одного дополнительного нейтрона; б) энергию, кото-

рая выделяется при присоединении одного дополнительного нейтрона к  $U^{238}$ ; в) величину энергии  $\beta$ -распада  $I^{129}$  (с образованием  $Xe^{129}$ ).

Ответ: а) 7,2 Мэв.

9. Пользуясь полуэмпирическими уравнениями, определите значения  $Z_A$ , соответствующие максимуму стабильности в рядах изобар с  $A = 27, 131$  и  $204$ . Результаты сопоставьте с экспериментальными данными, приведенными в таблице приложения Д.

10. Что можно сказать о чередовании интенсивностей последовательных линий во вращательном спектре пода?

11. Установите с наибольшей точностью значения энергии, выделяющейся при а)  $\alpha$ -распаде; б) самопроизвольном делении на два осколка равной массы ядер  $Pt^{192}$ ,  $U^{238}$  и  $Cf^{252}$ .

12. Докажите, что рождение фотоном электронно-позитронной пары в вакууме невозможно. (Используя законы сохранения импульса и энергии, а также релятивистские соотношения, покажите, что возникает противоречие, а именно  $\cos \theta > 1$ , где  $\theta$  — угол между направлениями движения электрона и позитрона.)

13. При  $\alpha$ -распаде  $AcC$  ( $Bi^{211}$ ) с образованием  $AcC'$  ( $Tl^{207}$ ) наблюдаются две группы  $\alpha$ -частиц, кинетические энергии которых равны 6,617 и 6,273 Мэв. Они соответствуют образованию  $Tl^{207}$  в основном и первом возбужденном состояниях. Какова разность энергий этих уровней ядра  $Tl^{207}$ ?

Ответ: 0,351 Мэв.

14. В калориметр помещают последовательно образцы а)  $C^{14}$ , б)  $Sm^{146}$ , в)  $Cf^{254}$ , в каждом из которых происходит  $10^4$  распад/мин. Вычислите, сколько тепла в кал/час выделяется в каждом случае.

15. Воспользовавшись значениями масс (приложение Д), вычислите величины энергетических эффектов  $Q$  следующих ядерных реакций: а)  $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ , б)  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ .

16. Может ли реакция  $Ca^{43}(n, \alpha)$  происходить с хорошим выходом под действием тепловых нейтронов? Дайте обоснованный ответ.

Ответ: Нет.

17. При реакции  $S^{33}(n, p)P^{33}$  выделяется 0,53 Мэв. Какова масса  $P^{33}$ ?

18. Вычислите высоты кулоновского и центробежного барьеров для  $p$ -волны при взаимодействии протонов с  $Be^9$ .

Ответ: 1,2 и 1,7 Мэв.

19. На основании закона сохранения импульса покажите, что вблизи порога эндотермической ядерной реакции  $A(a, b)B$  в кинетическую энергию продуктов реакции превращается доля  $\frac{M_a}{M_a + M_A}$  кинетической энергии бомбардирующей частицы  $a$ ;  $M_a$  и  $M_A$  — массы частицы  $a$  и ядра  $A$ .

20. Вычислите приблизительные значения высот кулоновских барьеров ядер  $^{13}Al^{27}$ ,  $^{26}Fe^{56}$ ,  $^{47}Ag^{107}$ ,  $^{73}Ta^{181}$  и  $^{92}U^{238}$  для протонов.

Ответ: Для первых двух ядер  $\sim 3$  и  $\sim 5$  Мэв.

21. Вычислите длину волны де Бройля, соответствующей нейтрону с энергией а) 1 эв, б) 1 кэв, в) 1 Мэв.

Ответ: б)  $0,9 \cdot 10^{-10}$  см.

22. Какая толщина кадмия необходима для того, чтобы уменьшить поток тепловых нейтронов до 0,1% его первоначального значения?

23. Нуклид  $Cl^{33}$  может быть получен в результате реакции  $S^{33}(p, n)Cl^{33}$ ;  $Cl^{33}$  радиоактивен и при распаде испускает позитроны с максимальной энергией 4,5 Мэв. Каков энергетический эффект реакции  $Q$ ? Какова высота потенциального барьера ядра  $S^{33}$  для протонов? Определите минимальное значение энергии протонов, необходимой для осуществления этой реакции.

Ответ: Минимальная энергия протонов  $\approx 6,5$  Мэв.

24. а) Вычислите, сколько атомов  $Co^{60}$  образуется в 10 мг образца металлического кобальта, если его поместить на 2 мин в реактор в поток тепловых нейтронов, равный  $2 \cdot 10^{13}$  1/см<sup>2</sup>·сек. б) Какая скорость распада будет наблюдаться через несколько часов после облучения?

Ответ: б)  $2,2 \cdot 10^6$  распад/мин.

25. Медная фольга с поверхностной плотностью  $20 \text{ мг/см}^2$  на  $5 \text{ мин}$  помещена в поток нейтронов с энергией  $14 \text{ Мэв}$ , интенсивность которого  $10^7 \text{ 1/сек}$ . Установлено, что к концу облучения в фольге содержится  $2,0 \cdot 10^5$  атомов  $\text{Cu}^{64}$ . Принимая, что все они образовались в результате реакции  $\text{Cu}^{65}(n, 2n)\text{Cu}^{64}$  и пренебрегая расходом  $\text{Cu}^{64}$  ( $t_{1/2} = 12,8 \text{ час}$ ) в процессе облучения, вычислите величину сечения  $(n, 2n)$ -реакции. Можно ли ожидать заметного вклада от реакции  $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$ ?

Ответ:  $\sigma(n, 2n) = 1,1 \text{ барн}$ .

26. Вычислите величину энергии, выделяющейся при делении ядра  $\text{U}^{235}$  в результате захвата теплового нейтрона, и (с учетом высоты кулоновского барьера) минимальную кинетическую энергию осколков (в  $\text{Мэв}$ ), если в результате деления образуются а)  $\text{Kr}^{90}$  и  $\text{Ba}^{143}$ ; б)  $\text{Rh}^{113}$  и  $\text{Ag}^{121}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

- Rutherford E., The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom, Phil. Mag., 21, 669 (1914).
- Rutherford E., Chadwick J., Ellis C. D., Radiations from Radioactive Substances, Cambridge University Press, 1930.
- Kaplan I. Nuclear Physics, second edition, Addison-Wesley, Cambridge, Mass., 1963.
- Moseley H. G. J., The High-Frequency Spectra of the Elements, Phil. Mag., 26, 1024 (1913); 27, 703 (1914).
- Chadwick J., The Existence of a Neutron, Proc. Roy. Soc. (London), A136, 692 (1932).
- Everling F., König L. A., Mattauich J. H. E., Wapstra A. H., Relative Nuclidic Masses, Nucl. Phys., 18, 529 (1960).
- König L. A., Mattauich J. H. E., Wapstra A. H., 1961 Nuclidic Mass Table, Nucl. Phys., 31, 18 (1962).
- Elton L. R. B., Nuclear Sizes, Oxford University Press, 1961.
- Holstadter R., Nuclear and Nucleon Scattering of High-Energy Electrons. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231—316 (1957).
- Рамзей Н., Моменты и статистика ядер (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серре), т. I, часть III, ИЛ, М., 1955, стр. 301—420.
- Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1954.
- Бете Г., Моррисон Ф., Элементарная теория ядра, ИЛ, М., 1958.
- Weizsäcker C. F., Zur Theorie der Kernmassen, Z. Physik, 96, 431 (1935).
- Feenberg E., Semiempirical Theory of the Nuclear Energy Surface, Revs. Mod. Phys., 19, 239 (1947).
- Coryell C. D., Beta-Decay Energetics, Ann. Rev. Nucl. Sci., 2, 305—334 (1953).
- Green A. E. S., Edwards D. F., Discontinuities in the Nuclear Mass Surface, Phys. Rev., 91, 46 (1953).
- Deutsch M., Kofoid-Hansen O., Beta-Rays, in Experimental Nuclear Physics (E. Segre, Editor), Vol. III, Wiley, New York, 1959, pp. 426—638.
- Maier M. G., On Closed Shells in Nuclei, Phys. Rev., 74, 235 (1938).
- 19\*. Моррисон Ф., Ядерные реакции (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серре), т. II, ч. VI, ИЛ, М., 1955, стр. 7—180.
- 20\*. Feather N., Nuclear Stability Rules, Cambridge University Press, 1952.
- 21\*. Halliday D., Introductory Nuclear Physics, second edition, Wiley, New York, 1955.
22. Broyles C. D., Thomas D. A., Haynes S. K., Phys. Rev., 89, 715 (1953).

## Уравнения кинетики распада и образования радиоактивных изотопов

### А. ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ РАСПАД

**Период полураспада.** Ранее уже указывалось (см. гл. I), что распад определенного радиоактивного вещества следует экспоненциальному закону:  $N = N_0 e^{-\lambda t}$ , или  $A = A_0 e^{-\lambda t}$ , где  $N$  и  $A$  — соответственно число радиоактивных атомов и измеряемая активность в момент  $t$ ;  $N_0$  и  $A_0$  — значения тех же величины при  $t = 0$ ;  $\lambda$  — постоянная распада, характерная для данного вещества. Периодом полураспада  $t_{1/2}$  называется отрезок времени, в течение которого величины  $N$  или  $A$  уменьшаются вдвое. Период полураспада связан с постоянной распада соотношением

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}.$$

Если имеется ряд измерений активности в различные моменты времени, то период полураспада можно определять непосредственно из графика распада, построенного в координатах  $\lg A - t$ .

**Среднее время жизни.** Определим теперь среднее время жизни атома радиоактивного вещества. Среднее время жизни равно сумме времен существования всех атомов, деленной на начальное число атомов. Если  $N$  является очень большим числом, то эту сумму можно заменить эквивалентным интегралом. Тогда среднее время жизни  $\tau$  равно

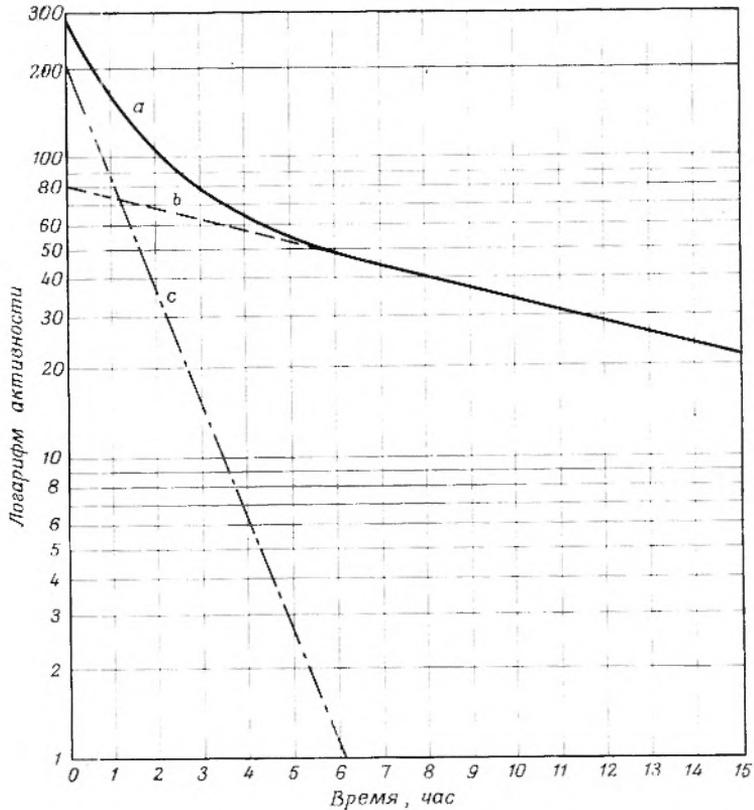
$$\tau = -\frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t dN = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = - \left[ \frac{\lambda t + 1}{\lambda} e^{-\lambda t} \right]_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda}.$$

Как видно, среднее время жизни больше периода полураспада на фактор  $1/0,693$ . Это обусловлено тем, что при усреднении с определенным весом учитываются атомы, случайно сохраняющиеся долгое время. Легко видеть, что в течение времени  $\tau = 1/\lambda$  активность уменьшается до величины, составляющей  $1/e$  от начального значения.

**Смесь независимо распадающихся изотопов.** Если два радиоактивных вещества, обозначаемые ниже индексами 1 и 2, смешать вместе, то наблюдаемая полная активность представляет собой сумму активностей

обоих веществ:  $A = A_1 + A_2 = c_1 \lambda_1 N_1 + c_2 \lambda_2 N_2$ . Коэффициенты счетности  $c_1$  и  $c_2$  отнюдь не одинаковы, а, наоборот, часто весьма существенно различаются по величине. В общем случае для смеси  $n$  радиоактивных веществ справедливо равенство  $A = A_1 + A_2 + \dots + A_n$ .

Если имеется смесь нескольких *независимых* активностей, то суммарная кривая распада в координатах  $\lg A - t$  всегда вогнута вверх (выпукла



Р и с. 14. Анализ сложной кривой распада:  $a$  — сложная кривая распада;  $b$  — кривая распада долгоживущего компонента ( $t_{1/2} = 8,0$  час);  $c$  — кривая распада короткоживущего компонента ( $t_{1/2} = 0,8$  час).

по направлению к началу координат). Напомним, что графики индивидуальных активностей в этих координатах прямолинейны. Это искривление суммарного графика распада обусловлено тем, что с течением времени уменьшается относительный «вес» короткоживущих компонентов. По прошествии достаточно большого времени в смеси будет преобладать наиболее долгоживущий компонент. Период полураспада этого самого долгоживущего изотопа может быть определен на основании рассмотрения последней части суммарной кривой распада. Если эту нижнюю часть суммарной кривой распада, которая представляет собой прямую линию, экстраполировать назад к  $t = 0$  и экстраполированную активность вычесть из первоначальной, то полученная кривая будет кривой распада всех активностей,

за исключением самой долгоживущей. Полученная в результате этой операции кривая может в свою очередь быть подвергнута разложению аналогично первой, и, таким образом, принципиально любая сложная кривая распада может быть разделена на индивидуальные составляющие. Практически из-за наличия в экспериментальных данных погрешностей подобная обработка кривой распада в высшей степени затруднительна, если число компонентов превышает три; даже двухкомпонентные системы не удается надежно разделять, если периоды полураспада изотопов отличаются менее чем вдвое. Кривая распада, приведенная на рис. 14, соответствует системе, состоящей из двух компонентов, периоды полураспада которых отличаются в 10 раз.

Если периоды полураспада известны и не очень сильно отличаются друг от друга, то анализ двухкомпонентной кривой может быть значительно облегчен применением следующей операции. В выражении суммарной активности в момент времени  $t$

$$A = A_1^0 e^{-\lambda_1 t} + A_2^0 e^{-\lambda_2 t}$$

обе части равенства умножим на  $e^{\lambda_1 t}$ , тогда получим

$$A e^{\lambda_1 t} = A_1^0 + A_2^0 e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}.$$

Поскольку зависимость  $A$  от  $t$  измерена экспериментально, а константы  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  известны, то можно построить график зависимости  $A e^{\lambda_1 t}$  от величины  $e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$ . Этот график представляет собой прямую линию. По углу ее наклона к оси абсцисс определяется  $A_2^0$ , а отрезок, отсекаемый на оси ординат, равен  $A_1^0$ .

Более объективным способом анализа сложных кривых распада, чем графический, является способ, основанный на методе наименьших квадратов. Имеются программы расчетов [1], позволяющие определять для всех компонентов значения  $A^0$  и их стандартные отклонения. Аналогичным образом могут быть вычислены «наилучшие значения» констант распада.

## Б. НАКОПЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА

**Общее уравнение.** В гл. I вкратце был рассмотрен специальный случай, когда радиоактивное дочернее вещество образуется при распаде радиоактивного предка. Рассмотрим теперь в общем виде распад радиоактивного вещества, обозначаемого ниже индексом 1, приводящий к образованию другого радиоактивного вещества (индекс 2). Закон изменения  $N_1$  уже известен:  $-dN_1/dt = \lambda_1 N_1$  и  $N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$ , где  $N_1^0$  обозначает величину  $N_1$  при  $t = 0$ . Образование радиоактивного вещества 2 при распаде вещества 1 происходит с той же скоростью  $\lambda_1 N_1$ , что и распад вещества 1, причем и само вещество 2 распадается со скоростью  $\lambda_2 N_2$ .

Таким образом,

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2,$$

или

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0. \quad (1)$$

Решение этого линейного дифференциального уравнения первого порядка легко получить обычными методами\*. Его можно записать в виде

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (2)$$

Здесь  $N_1^0$  и  $N_2^0$  — значения  $N_1$  и  $N_2$  при  $t = 0$ . Нужно отметить, что в выражении (2) первое слагаемое описывает нарастание дочернего вещества при распаде предка и распад этих дочерних атомов, а второе слагаемое учитывает распад начального числа атомов вещества 2.

**Подвижное равновесие.** При использовании уравнения (2) для расчета радиоактивных пар (предок — потомок) следует различать два основных случая, определяемых тем, какое из двух веществ имеет больший период полураспада. Если материнское вещество более долгоживущее, чем

\* Например, будем искать его в виде произведения двух функций  $N_2 = uv$ , где  $u$  и  $v$  являются функциями времени. Дифференцируя, получаем

$$\frac{dN_2}{dt} = u \frac{dv}{dt} + v \frac{du}{dt}.$$

Подставляя значения функции  $N_2$  и ее производной в уравнение (1), имеем

$$u \frac{dv}{dt} + v \frac{du}{dt} + \lambda_2 uv - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0.$$

Последнее уравнение может быть переписано следующим образом:

$$u \left( \frac{dv}{dt} + \lambda_2 v \right) + v \frac{du}{dt} - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0. \quad (1a)$$

Одна из функций ( $u$  или  $v$ ) может быть выбрана произвольно. Выберем  $v$  так, чтобы выражение, стоящее в скобках, обратилось в нуль:

$$\frac{dv}{dt} + \lambda_2 v = 0.$$

Тогда

$$\frac{dv}{dt} = -\lambda_2 v$$

и

$$v = e^{-\lambda_2 t}.$$

Подставляя это выражение в равенство (1a), получаем дифференциальное уравнение, определяющее  $u$ :

$$e^{-\lambda_2 t} \cdot \frac{du}{dt} - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0.$$

Отсюда

$$du = \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt$$

и

$$u = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C.$$

Таким образом,

$$N = uv = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t}. \quad (16)$$

Значение постоянной интегрирования  $C$  определяется из начального условия:  $N_2 = N_2^0$  при  $t = 0$ . Отсюда

$$C = N_2^0 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0.$$

После подстановки выражения для  $C$  в уравнение (16) и простых преобразований получаем окончательное решение уравнения (1), дающее зависимость  $N_2$  от времени [см. уравнение (2)]. — *Прим. ред.*

дочернее ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ), то достигается состояние так называемого радиоактивного равновесия. Это означает, что по истечении определенного времени отношение количеств радиоактивных атомов материнского и дочернего вещества, а следовательно, и отношение их скоростей распада становится постоянным. Это непосредственно следует из рассмотрения уравнения (2). При достаточно большом  $t$  член  $e^{-\lambda_2 t}$  делается пренебрежимо малым по сравнению с  $e^{-\lambda_1 t}$ , слагаемым  $N_2^0 e^{-\lambda_2 t}$  также можно пренебречь. Тогда

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t},$$

и так как  $N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$ , то

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1}. \quad (3)$$

Поскольку  $A_1 = c_1 \lambda_1 N_1$ ,  $A_2 = c_2 \lambda_2 N_2$ , отношение измеряемых активностей равно

$$\frac{c_2 A_1}{c_1 A_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2}; \quad \frac{A_1}{A_2} = \frac{c_1 (\lambda_2 - \lambda_1)}{c_2 \lambda_2}. \quad (4)$$

Следует обратить внимание на то, что правые части уравнений (3) и (4) неодинаковы. В частном случае, когда коэффициенты счетности одинаковы ( $c_1 = c_2$ ), отношение активностей материнского и дочернего веществ равно  $A_1/A_2 = 1 - \lambda_1/\lambda_2$ . В зависимости от соотношения между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  величина  $A_1/A_2$  может принимать любое значение от 0 до 1. Таким образом, при равновесии дочерняя активность больше материнской на фактор  $\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ . При равновесии обе активности распадаются с периодом полураспада материнского вещества. При условии  $\lambda_2 > \lambda_1$  суммарная активность материнского и дочернего веществ (в первоначально чистой материнской фракции) со временем нарастает, а затем проходит через максимум; только после этого устанавливается подвижное равновесие. Эта закономерность иллюстрируется графиком на рис. 15.

Если коэффициенты счетности материнского и дочернего веществ неодинаковы, то более общим условием появления максимума при построении суммарной ( $A = A_1 + A_2$ ) кривой распада является неравенство  $c_2/c_1 > \lambda_1/\lambda_2$ . Это условие справедливо независимо от относительных величин  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

При условии  $(\lambda_1 - \lambda_2)/\lambda_2 \leq c_2/c_1 \leq \lambda_1/\lambda_2$  максимум на суммарной кривой смещается в область отрицательных значений оси абсцисс.

**Вековое равновесие.** Вековым (секулярным) равновесием называется предельный случай радиоактивного равновесия, когда  $\lambda_1 \ll \lambda_2$  и когда в течение времени, равного многим периодам полураспада дочернего вещества, материнская активность заметно не уменьшается. Этот случай рассматривается на конкретном примере в гл. I; теперь можно получить приведенное там равенство на основании уравнения (3). Если  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , то

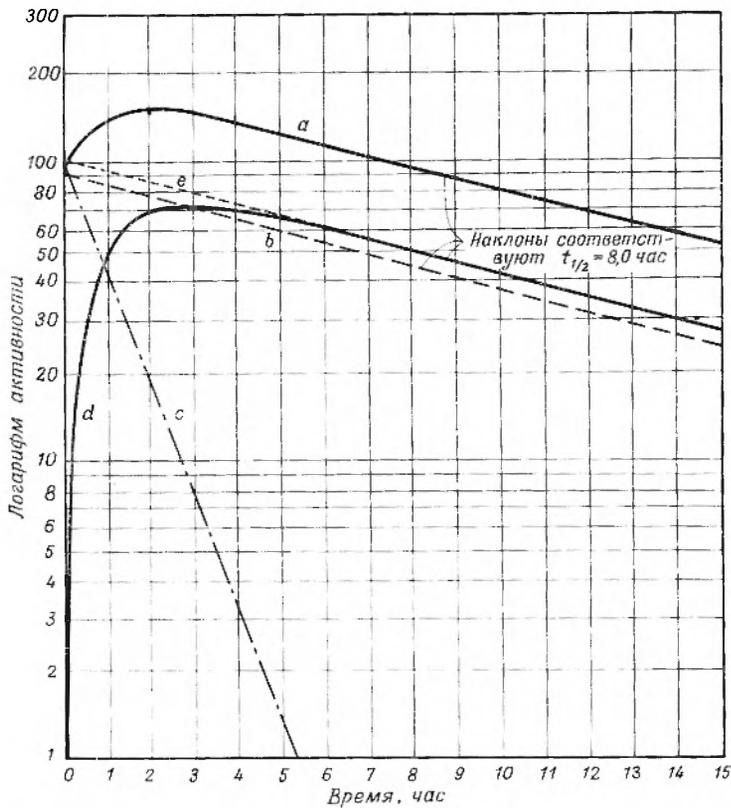
$$\frac{N_1}{N_2} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \text{ или } \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2.$$

Аналогично из уравнения (4) следует

$$\frac{c_2 A_1}{c_1 A_2} \approx 1, \text{ или } \frac{A_1}{A_2} = \frac{c_1}{c_2},$$

и при  $c_1 = c_2$  измеряемые активности материнского и дочернего веществ равны.

На рис. 15 представлен пример подвижного равновесия при условии  $\lambda_1 < \lambda_2 (\lambda_1/\lambda_2 = 1/10)$ . Приведенные кривые характеризуют изменение со временем материнской активности, активности свежеизолированной

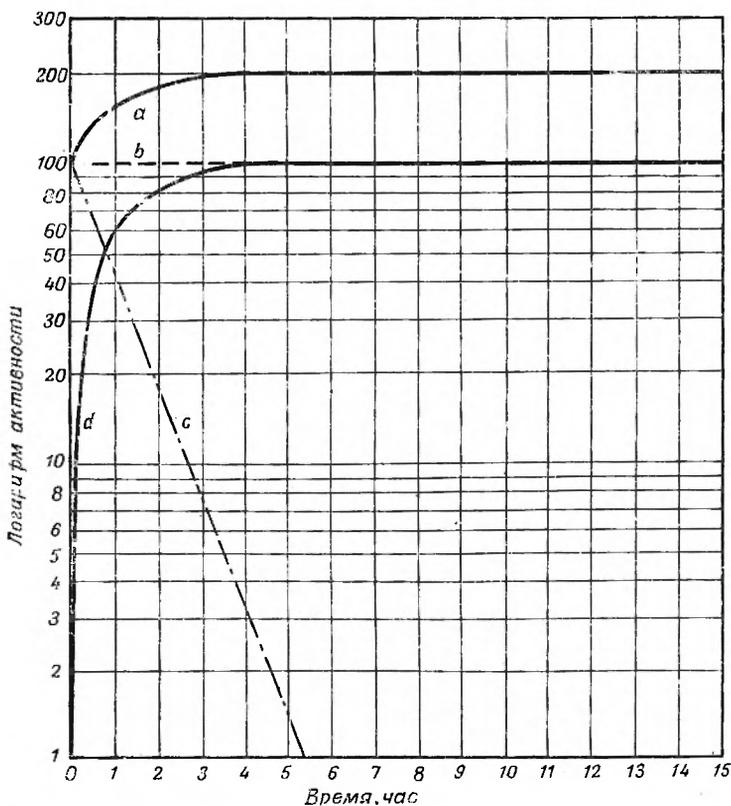


Р и с. 15. Подвижное равновесие: *a* — полная активность первоначально чистой материнской фракции; *b* — активность материнского вещества ( $t_{1/2} = 8,0$  час); *c* — распад свежеизолированной дочерней фракции ( $t_{1/2} = 0,80$  час); *d* — нарастание дочерней активности в свежеочищенной материнской фракции; *e* — полная дочерняя активность в смеси материнского и дочернего веществ.

дочерней фракции, нарастание дочерней активности в свежеочищенной материнской фракции и др. При построении графиков было принято, что  $c_1 = c_2$ . На рис. 16 представлены аналогичные кривые для случая векового равновесия. Легко заметить, что по мере уменьшения  $\lambda_1$  по сравнению с  $\lambda_2$  кривые для случая подвижного равновесия все более и более приближаются к предельным кривым векового равновесия, изображенным на рис. 16.

**Случай отсутствия равновесия.** Если материнское вещество является более короткоживущим, чем дочернее ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ), то равновесия вообще не наблюдается. По мере распада материнского вещества, предварительно очищенного от дочернего, количество дочернего вещества нарастает, проходит через максимум и в дальнейшем оно распадается с характеристическим периодом полураспада  $(t_{1/2})_2$ . Эта закономерность иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 17. В этом конкретном случае принято

$\lambda_1/\lambda_2 = 10$  и  $c_1 = c_2$ . Линия экспоненциального распада дочернего вещества на рис. 17 экстраполирована назад к моменту  $t = 0$ ; этот метод анализа пригоден при  $\lambda_1 \gg \lambda_2$ , так как в этом случае отрезок, отсекаемый на



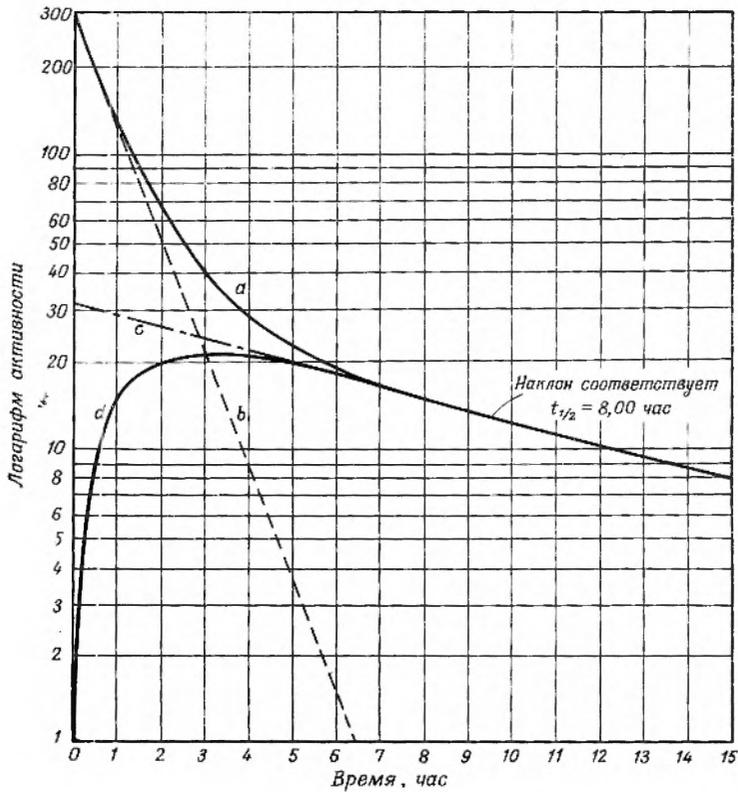
Р и с. 16. Вековое равновесие: *a* — полная активность первоначально чистой материнской фракции; *b* — активность материнского вещества ( $t_{1/2} = \infty$ ); эта кривая соответствует также полной дочерней активности в смеси материнского и дочернего веществ; *c* — распад свежеизолированной дочерней фракции ( $t_{1/2} = 0,80$  час); *d* — нарастание дочерней активности в свежочищенной материнской фракции.

оси ординат, измеряет активность  $c_2\lambda_2 N_1^0$ . Действительно, поскольку атомы  $N_1$  очень быстро превращаются в атомы  $N_2$ , экстраполированное значение  $N_2$  при  $t = 0$  можно принять равным  $N_1^0$ . Если соотношение между коэффициентами  $c_1$  и  $c_2$  известно, то из отношения начальной активности материнского вещества  $c_1\lambda_1 N_1^0$  и этой экстраполированной активности можно получить отношение периодов полураспада дочернего и материнского веществ:

$$\frac{c_1\lambda_1 N_1^0}{c_2\lambda_2 N_1^0} = \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{(t_{1/2})_2}{(t_{1/2})_1}$$

Если  $\lambda_2$  не является пренебрежимо малой величиной по сравнению с  $\lambda_1$ , то в этом равенстве отношение  $\lambda_1/\lambda_2$  надо заменить на  $(\lambda_1 - \lambda_2)/\lambda_2$ ; соответственно изменится выражение, включающее периоды полураспада.

Как и в случае подвижного равновесия, так и в случае отсутствия равновесия может возникнуть необходимость определения того времени  $t_m$ ,



Р и с. 17. Случай отсутствия равновесия:  $a$  — полная активность;  $b$  — активность материнского вещества ( $t_{1/2} = 0,80$  час);  $c$  — конечная часть кривой распада, экстраполированная к  $t = 0$ ;  $d$  — нарастание дочерней активности в первоначально чистой материнской фракции.

когда количество дочернего вещества, образующегося в свежотделенной материнской фракции, достигает максимума. Значение времени  $t_m$  можно найти дифференцированием общего уравнения (2):

$$N_2^c = 0; \quad \frac{dN_2^c}{dt} = -\frac{\lambda_1^2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_2 t}.$$

Так как при  $t = t_m$   $dN_2^c/dt = 0$ , то

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t_m}, \text{ или } t_m = \frac{2,303}{\lambda_2 - \lambda_1} \lg \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Как видно из уравнения (1),  $dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$ . В момент  $t = t_m$  скорость распада дочернего вещества  $\lambda_2 N_2$  в точности равна скорости его образования  $\lambda_1 N_1$ . В соответствии с этим на рис. 15, 16 и 17, для которых принималось  $c_1 = c_2$ , кривые материнской активности  $A_1$  пересекают кривые нарастания дочерней активности  $A_2$  в момент  $t_m$ . (В случае векового равновесия время  $t_m$  бесконечно велико.)

**Цепочка радиоактивных превращений.** Если имеется цепочка радиоактивных превращений, включающая три или более звеньев, то ясно, что для первых двух веществ  $N_1$  и  $N_2$  справедливы уже ранее выведенные уравнения, определяющие количества этих веществ как функцию времени, а выражение для  $N_3$  может быть получено путем решения нового дифференциального уравнения

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3. \quad (5)$$

Это уравнение вполне аналогично уравнению для  $dN_2/dt$ , но его решение требует больших усилий, так как  $N_2$  — значительно более сложная функция времени, чем  $N_1$ . Решение следующего уравнения, для  $N_4$ , еще более затруднительно. Бейтман [2] предложил решение для цепи радиоактивных превращений, состоящей из  $n$  членов. В предположении, что при  $t = 0$  имеется только первичное радиоактивное вещество, т. е.  $N_2^0 = N_3^0 = \dots = N_n^0 = 0$ , это решение таково:

$$N_n = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + C_n e^{-\lambda_n t},$$

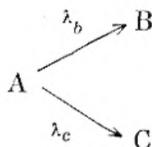
где

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} N_1^0,$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} N_1^0 \text{ и т. д.}$$

Если требуется решение для более общего случая, когда  $N_2^0, N_3^0, \dots, N_n^0 \neq 0$ , то его можно получить путем добавления к решению Бейтмана для  $N_n$  в цепи из  $n$  членов решений для цепей с числом членов  $(n - 1)$ ,  $(n - 2)$  и т. д. Например, в цепи из  $(n - 1)$  членов первичным веществом является вещество 2, и, следовательно, при  $t = 0$   $N_2 = N_2^0$  и т. д.

**Разветвленный распад.** Разновидностью общей схемы радиоактивного распада является разветвленный распад, который может протекать следующим образом:



При рассмотрении общего процесса распада следует учитывать обе константы  $\lambda_b$  и  $\lambda_c$ ; хотя, например, вещество В образуется со скоростью  $\lambda_b N_A$ , однако вещество А распадается со скоростью  $(\lambda_b + \lambda_c) N_A$ . Заметим, что А может иметь только один период полураспада, определяемый в этом случае равенством  $t_{1/2} = \frac{0,693}{(\lambda_b + \lambda_c)}$ . При определении периода полураспада исходят из общей скорости уменьшения количества радиоактивного вещества вне зависимости от механизма процессов, приводящих к уменьшению.

Если имеется цепочка радиоактивных превращений, содержащая разветвления, то, применяя к ней решения Бейтмана, константы  $\lambda_i$  в числителях выражений для  $C_1, C_2, C_3$  и т. д. в точках разветвления следует заменять парциальными константами  $\lambda_i^*$ ; каждую ветвь надо просчитать самостоятельно. Если вслед за разветвлением цепочки после ряда распадов снова соединяются (как это наблюдается в естественных радиоактивных семействах), то число атомов ниже этой точки получается суммированием радиоактивных превращений по обоим цепочкам.

## В. ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

**Стабильная мишень.** Если в некоторой мишени при бомбардировке ядерными частицами возбуждается ядерная реакция, приводящая к образованию радиоактивного изотопа, то со временем достигается стационарное состояние, когда скорость распада радиоактивного изотопа равна скорости его образования в ходе ядерной реакции. Это положение вполне аналогично тому, которое возникает при вековом равновесии. Если облучение ядерными частицами заканчивается раньше, чем достигается равновесие, скорость распада (т. е. активность изотопа) будет меньше, чем скорость его образования  $R$ .

Накопление атомов радиоактивного изотопа в ходе ядерной реакции описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N.$$

Решение этого уравнения может быть записано в форме

$$N = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad \text{или} \quad R = \frac{N\lambda}{(1 - e^{-\lambda t})}. \quad (6)$$

При достаточно большом времени облучения ( $t \gg \tau = 1/\lambda$ ,  $e^{-\lambda t} \rightarrow 0$ ) скорость распада  $\lambda N$  приближается к предельному значению, равному скорости образования изотопа  $R$ . Множитель  $(1 - e^{-\lambda t})$  часто называют «фактором насыщения». Разделив скорость распада (активность  $\Lambda = N\lambda$ ) изотопа в момент окончания облучения на фактор насыщения, получим искомую скорость образования радиоактивного изотопа в ходе ядерной реакции.

До сих пор скорость образования изотопа  $R$  принималась постоянной. Если величина  $R$  в течение облучения изменяется (например, меняется сила тока), то время облучения можно подразделить на интервалы  $\Delta t_i$  в пределах которых интенсивность облучения и, следовательно, скорость образования  $R_i$  примерно постоянны. Тогда число атомов  $N$  радиоактивного изотопа, накопившихся к концу облучения длительностью  $t$ , можно — несколько видоизменив уравнение (6) — представить в виде

$$N = \frac{1}{\lambda} \sum_{i=1}^n R_i (1 - e^{-\lambda \Delta t_i}) e^{-\lambda(t-t_i)},$$

где  $t_i$  — время окончания  $i$ -го интервала. В случае если длительность временных интервалов  $\Delta t_i$  мала по сравнению с периодом полураспада изотопа (т. е.  $\lambda \Delta t_i \ll 1$ ), экспоненту можно разложить в ряд, тогда получим

$$N = \sum_{i=1}^n R_i \Delta t_i e^{-\lambda(t-t_i)}.$$

Могут быть случаи, когда в процессе облучения ядерными частицами радиоактивный изотоп-2 получается не только непосредственно при ядерной реакции, но и в результате распада радиоактивного предка-1, образующегося в ходе параллельно протекающей ядерной реакции. Например, при бомбардировке мишени быстрыми протонами по реакции ( $p$ ,  $pn$ ) может возникать радиоактивный изотоп, который, испытывая позитронный распад или  $K$ -захват, будет превращаться в изотоп, являющийся продуктом ( $p$ ,  $2p$ )-реакции. В таких случаях атомы интересующего изотопа-2 возникают в результате трех процессов:

1. Непосредственно в результате ядерной реакции (длительность облучения  $t_b$ ).

2. При распаде радиоактивного предка-1 в ходе бомбардировки ядерными частицами (время облучения  $t_b$ ).

3. При распаде материнского изотопа после окончания облучения в интервале времени  $t_s$  между концом облучения  $t_b$  и моментом химического отделения дочернего продукта-2.

Если  $R_1$  и  $R_2$  — скорости непосредственного образования изотопов 1 и 2 в ходе ядерных реакций, то число атомов  $N_2$ , накапливающихся к моменту  $t_s$  в результате трех перечисленных процессов, будет равно

$$N'_2 = \frac{R_2}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t_b}) e^{-\lambda_2 t_s}, \quad (7)$$

$$N''_2 = \left[ \frac{R_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_1 t_b}) + \frac{R_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_1 t_b} - e^{-\lambda_2 t_b}) \right] e^{-\lambda_2 t_s}, \quad (8)$$

$$N'''_2 = \frac{R_1 (1 - e^{-\lambda_1 t_b}) (e^{-\lambda_1 t_s} - e^{-\lambda_2 t_s})}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (9)$$

Экспериментально, конечно, определяется только суммарное число атомов  $N_2 = N'_2 + N''_2 + N'''_2$ . Однако, если известны времена  $t_b$  и  $t_s$  и константы  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , а также скорость образования материнского вещества  $R_1$  (из независимых опытов), то можно вычислить скорость образования  $R_2$ .

**Радиоактивная мишень.** Если бомбардировке ядерными частицами подвергается не стабильный, а радиоактивный изотоп, то скорость его исчезновения складывается из скорости радиоактивного распада и скорости ядерной реакции, возбуждаемой бомбардирующими частицами. В этом случае процесс описывается кинетическим уравнением, похожим на модифицированное уравнение кинетики радиоактивного распада. В большинстве практических случаев скорость ядерного превращения намного меньше скорости радиоактивного распада. Однако при облучении долгоживущих изотопов в ядерном реакторе большими потоками нейтронов эти две скорости могут достигать сравнимых величин. Ниже будет получено кинетическое уравнение применительно к облучению радиоактивной мишени нейтронами в ядерном реакторе [3]. Оно справедливо и в случае использования других бомбардирующих частиц.

Пусть имеется мишень, содержащая  $N$  атомов радиоактивного изотопа, обладающего константой распада  $\lambda$  (1/сек). Она облучается в ядерном реакторе при постоянном нейтронном потоке  $nv$  (1/см<sup>2</sup>·сек), причем возбуждается ядерная реакция, сечение которой  $\sigma$  (см<sup>2</sup>). Так как скорость радиоактивного распада равна  $\lambda N$ , а скорость ядерной реакции есть  $nv\sigma N$ , то скорость исчезновения атомов мишени можно представить выражением

$$-\frac{dN}{dt} = (\lambda + nv\sigma) N = \Lambda N, \quad (10)$$

где  $\Lambda = \lambda + nv\sigma$  можно рассматривать как своего рода «константу распада». Уравнение (10) вполне аналогично основному дифференциальному уравнению радиоактивного распада. После интегрирования уравнения (10) получим

$$N = N_0 e^{-\Lambda t}. \quad (11)$$

Более сложный случай имеет место, если при распаде содержащегося в облучаемой мишени радиоактивного изотопа  $N_1$  образуется новый радиоактивный изотоп  $N_2$ , который в свою очередь подвергается облучению. Скорость убыли материнского изотопа  $-dN_1/dt = (\lambda_1 + nv\sigma_1)N_1 = \Lambda_1 N_1$ .

Скорость образования дочернего продукта равна лишь скорости радиоактивного распада материнского изотопа, скорость же убыли дочернего продукта обусловлена обоими процессами. Таким образом,  $dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \Lambda_2 N_2$ .

В общем виде при наличии цепочки радиоактивных превращений

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \lambda_i N_i - \Lambda_{i+1} N_{i+1}.$$

Вообще говоря, наряду с цепями обычных радиоактивных превращений можно рассматривать цепи, в которых последующие звенья получаются из предыдущих как путем радиоактивного распада, так и в результате ядерных реакций. В этом случае константы  $\lambda_i$  следует заменить на модифицированные константы  $\Lambda_i^* = \lambda_i^* + nv\sigma_i^*$ . Звездочка напоминает, что если радиоактивный распад изотопа или ядерная реакция с его участием не всегда приводят к образованию следующего звена цепи, то  $\lambda_i^*$  или  $nv\sigma_i^*$  приобретают значение парциальных констант скоростей процессов, ответственных за превращение  $i$ -го члена цепи в  $(i+1)$ -й член.

Общее решение для такой сложной цепи аналогично решению Бейтмана. При условии  $N_2^0 = N_3^0 = \dots = N_n^0 = 0$

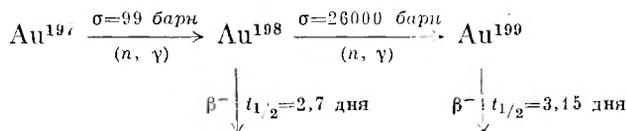
$$N_n = C_1 e^{-\Lambda_1 t} + C_2 e^{-\Lambda_2 t} + \dots + C_n e^{-\Lambda_n t}, \quad (12)$$

где

$$C_1 = \frac{\Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^*}{(\Lambda_2 - \Lambda_1)(\Lambda_3 - \Lambda_1) \dots (\Lambda_n - \Lambda_1)} N_1^0,$$

$$C_2 = \frac{\Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^*}{(\Lambda_1 - \Lambda_2)(\Lambda_3 - \Lambda_2) \dots (\Lambda_n - \Lambda_2)} N_1^0 \text{ и т. д.}$$

В качестве примера вычислим количество атомов и активность  $\text{Au}^{199}$  ( $t_{1/2} = 3,15$  дня), образующегося в результате двух последовательных ядерных реакций ( $n, \gamma$ ) при облучении 1 г обычного золота  $\text{Au}^{197}$  в течение  $t = 30$  час в нейтронном потоке  $nv = 1 \cdot 10^{14}$  1/см<sup>2</sup>сек. В этом случае цепь выглядит следующим образом:



Используя выражение (12) для случая трехчленной цепи, получим

$$\bar{N}_{199} = \Lambda_{197}^* \Lambda_{198}^* \bar{N}_{197}^0 \left[ \frac{e^{-\Lambda_{197} t}}{(\Lambda_{198} - \Lambda_{197})(\Lambda_{199} - \Lambda_{197})} + \frac{e^{-\Lambda_{198} t}}{(\Lambda_{197} - \Lambda_{198})(\Lambda_{199} - \Lambda_{198})} + \frac{e^{-\Lambda_{199} t}}{(\Lambda_{197} - \Lambda_{199})(\Lambda_{198} - \Lambda_{199})} \right].$$

Численные значения параметров и констант:

$$\begin{aligned} t &= 1,08 \cdot 10^5 \text{ сек}, \\ nv &= 10^{14} \text{ 1/см}^2 \text{сек}, \\ \sigma_{197} &= 9,9 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2, \\ \sigma_{198} &= 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2, \\ N_{197}^0 &= \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{197} = 3,05 \cdot 10^{21}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{197}^* &= \Lambda_{197} = nv\sigma_{197} = 9,9 \cdot 10^{-9} \text{ 1/сек}, \\ \Lambda_{198} &= \lambda_{198} + nv\sigma_{198} = 3 \cdot 10^{-6} + 2,6 \cdot 10^{-6} = 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/сек}, \end{aligned}$$

$$\Lambda_{198}^* = \nu\sigma_{198} = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/сек},$$

$$\Lambda_{199} = \lambda_{199} = 2,55 \cdot 10^{-6} \text{ 1/сек}.$$

Используя эти численные значения, получим

$$\begin{aligned} N_{199} &= 7,85 \cdot 10^7 \left[ \frac{e^{-0,00107}}{5,6 \cdot 10^{-6} \cdot 2,55 \cdot 10^{-6}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-0,605}}{5,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3,05 \cdot 10^{-6}} - \frac{e^{-0,275}}{2,55 \cdot 10^{-6} \cdot 3,05 \cdot 10^{-6}} \right] = \\ &= 7,85 \cdot 10^7 (6,99 \cdot 10^{10} + 3,20 \cdot 10^{10} - 9,77 \cdot 10^{10}) = 3,3 \cdot 10^{17}. \end{aligned}$$

Скорость распада Au<sup>199</sup> сразу по окончании облучения в реакторе равна  $\lambda_{199} N_{199} = 2,55 \cdot 10^{-6} \cdot 3,3 \cdot 10^{17} = 0,84 \cdot 10^{12} \text{ 1/сек}$ .

Сравним эту величину с активностью материнского изотопа Au<sup>198</sup>. Используя выражение (12) для случая двухчленной цепи, найдем

$$\begin{aligned} \lambda_{198} N_{198} &= \lambda_{198} \nu \sigma_{197} N_{197}^0 \left( \frac{e^{-\Lambda_{197} t}}{\Lambda_{198} - \Lambda_{197}} + \frac{e^{-\Lambda_{198} t}}{\Lambda_{197} - \Lambda_{198}} \right) = \\ &= 9,06 \cdot 10^7 \frac{0,999 - 0,546}{5,6 \cdot 10^{-6}} = 7,33 \cdot 10^{12} \text{ 1/сек}. \end{aligned}$$

Таким образом, около 40% распадов в облученной в реакторе золотой мишени приходится на долю третьего члена цепочки Au<sup>199</sup>.

### Г. ЕДИНИЦЫ РАДИОАКТИВНОСТИ

Обычно за единицу радиоактивности принимается кюри. Первоначально этот термин обозначал количество радона, находящегося в равновесии с одним граммом радия. Позднее его стали использовать в качестве единицы скорости распада любого радиоактивного препарата. В этом случае кюри определяется как такое количество радиоактивного вещества, в котором в 1 сек происходит столько же актов радиоактивного распада, как в 1 г чистого радия. При таком определении единицы радиоактивности численное значение кюри должно изменяться по мере уточнения постоянной распада или атомного веса радия. Поэтому в 1950 г. объединенная комиссия Международных Союзов чистой и прикладной химии и чистой и прикладной физики приняла следующее определение кюри: «Кюри есть единица радиоактивности, представляющая количество любого радиоактивного вещества, в котором в одну секунду происходит  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов». В качестве подсобных единиц широко используются милликюри (*мкюри*) и микрокюри (*мккюри*); в связи с технологией ядерных реакторов, где приходится иметь дело с очень большими активностями, в качестве единицы радиоактивности используют мекюри.

Для примера вычислим вес в граммах  $W$  1 *мкюри* C<sup>14</sup>, период полураспада которого равен 5720 лет:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{0,693}{5720 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} = \frac{0,693}{5720 \cdot 3,156 \cdot 10^7} = 3,83 \cdot 10^{-12} \text{ 1/сек}; \\ -\frac{dN}{dt} &= \lambda N = \lambda \frac{W}{14} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 1,65W \cdot 10^{11} \text{ 1/сек}. \end{aligned}$$

При  $-dN/dt = 3,7 \cdot 10^7 \text{ 1/сек}$  (1 *мкюри*),

$$W = \frac{3,7 \cdot 10^7}{1,65 \cdot 10^{11}} = 0,224 \cdot 10^{-3} \text{ г}.$$

## Д. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА

**По кривым распада.** Если период полураспада лежит в пределах от нескольких секунд до нескольких лет, то его значение обычно определяется в результате ряда последовательных измерений активности, производимых с помощью соответствующего прибора через удобные промежутки времени. По оси абсцисс откладывается время измерения, а по оси ординат — соответствующие значения  $\lg A$ . Из полученного графика определяется период полураспада. Необходимо, чтобы исследуемый изотоп был достаточно хорошо очищен от других активностей; только при этом условии в указанных координатах на графике получается прямая линия (экспоненциальный распад). Желательно наблюдать чистый экспоненциальный распад в течение времени, равного нескольким периодам полураспада.

Как уже указывалось выше, и в случае смеси независимых активностей суммарная кривая распада часто может быть подвергнута анализу, в результате которого могут быть определены периоды полураспада различных компонентов. Если при таком анализе суммарной кривой распада возникают затруднения, то часто оказывается полезным производить исследование индивидуальных кривых распада отдельно. Для этого между образцом и детектором помещают поглотители различной толщины, в результате чего достигается различное относительное подавление активностей отдельных компонентов.

Еще лучше использовать селективные счетные устройства, измеряющие отдельно излучение различных компонентов. Анализ кинетических кривых с целью определения периодов полураспада возможен и в более сложных случаях — при наличии последовательных радиоактивных превращений.

При коротких периодах полураспада, когда время для измерения весьма ограничено, определение изменения активности становится затруднительным. При использовании электронных регистрирующих приборов и фоторегистров можно производить измерения периодов полураспада, меньших  $0,1$  сек. Если короткоживущее вещество находится в газообразной форме или в растворе, удобно использовать метод, заключающийся в измерении активности в различных точках, расположенных вдоль трубки, по которой с известной скоростью протекат жидкость или газ. При построении графика в координатах  $\lg A$  — расстояние вдоль трубки получается обычная кривая распада. Этот метод оказался особенно успешным при исследовании продуктов деления с периодами полураспада порядка нескольких секунд. Метод, основанный на аналогичном принципе, применяется и для твердых образцов; в этом случае используется быстро вращающийся диск. Таким путем, например, был определен период полураспада ( $0,020$  сек)  $B^{12}$ .

При использовании таких методов ограничения обычно связаны не с измерениями активности, а с быстротой выделения короткоживущего вещества и приготовления образца. Помимо рассмотренных выше методов, можно еще упомянуть использование модулированных источников, таких, как бетатрон, синхротрон, циклотрон и др., с помощью которых можно получать периодические импульсы ускоренных ионов. Посредством соответствующих электронных устройств время между импульсами делится на определенное число интервалов и в каждом интервале измеряется средняя активность.

С помощью схем запаздывающих совпадений [4]. Если радиоактивное вещество, обладающее очень коротким периодом полураспада  $t_{1/2}$ , образуется в результате радиоактивного превращения вещества со средним или большим периодом полураспада, то для определения  $t_{1/2}$  может быть использован метод совпадений с переменной задержкой. Одна из разновидностей метода заключается в следующем. Электрический импульс, возбуждаемый в детектирующем приборе частицей, испускаемой при распаде материнского вещества, с помощью электронной схемы задерживается на время  $t$  и затем регистрируется в совпадении с какой-либо частицей, испускаемой дочерним веществом и вызывающей в этот момент импульс в детекторе. Точнее говоря, совпадения регистрируются в момент  $t$  в пределах разрешающего времени  $\tau$  схемы совпадений. Если изменять время задержки  $t$ , то меняется и скорость счета совпадений, т. е. число совпадений на единицу  $\tau$ . Таким образом, получается типичная кривая распада, построенная в координатах логарифм скорости совпадений — время задержки  $t$ . Этим методом можно измерить очень короткие периоды полураспада. Пока в качестве датчика импульсов использовался счетчик Гейгера, нижний предел измеримых значений периодов полураспада лежал на уровне нескольких десятых микросекунды. При использовании сцинтилляционных счетчиков (см. гл. V, раздел Б) метод запаздывающих совпадений позволяет измерять периоды полураспада до  $10^{-11}$  сек.

**По удельной активности.** Если надо определить период полураспада или постоянную распада очень долгоживущего радиоактивного вещества (незначительное  $\lambda$ ), то применять описанные выше методы нецелесообразно, так как в этом случае в течение времени наблюдения активность  $A = \lambda N$  практически не будет меняться. Для изотопов с очень большим периодом полураспада постоянная распада  $\lambda$  может быть определена из соотношения  $\lambda N = -dN/dt = A/c$ , если известно  $N$  и может быть определено абсолютное значение  $-dN/dt$  (посредством установления коэффициента счетности  $c$ ). Этот метод дает наиболее точные результаты в случае  $\alpha$ -активных веществ.

С целью определения периода полураспада  $U^{238}$  с большой тщательностью были измерены абсолютные скорости испускания  $\alpha$ -частиц из урановых образцов. При точном определении периода полураспада  $Pu^{239}$  значение  $-dN/dt$  было найдено в результате калориметрических измерений теплового эффекта радиоактивного распада, а энергия  $\alpha$ -частиц установлена по величине их пробега.

В некоторых случаях скорость распада долгоживущего изотопа лучше определять не непосредственно, а путем измерения равной скорости распада дочернего вещества, находящегося в вековом равновесии. Так, например, первые определения периода полураспада  $U^{235}$  основывались на измерениях скорости счета  $\alpha$ -частиц, испускаемых  $Pa^{231}$ , который с известным выходом выделялся из старых урановых руд. Регистрировать  $\alpha$ -частицы самого  $U^{235}$  невозможно из-за наличия значительно большего числа  $\alpha$ -распадов, обусловленных присутствием  $U^{238}$  и  $U^{234}$ .

## УПРАЖНЕНИЯ

1. В результате ряда измерений активности некоторого радиоактивного образца получены следующие экспериментальные данные:

Время, часы	Активность, имп/мин	Время, часы	Активность, имп/мин
0	7300	4,0	481
0,5	4680	5,0	371
1,0	2982	6,0	317
1,5	1958	7,0	280
2,0	1341	8,0	254
2,5	965	10,0	214
3,0	729	12,0	181
3,5	580	14,0	153

Постройте кривую распада в полупологарифмических координатах и разделите ее на индивидуальные составляющие. Каковы периоды полураспада и начальные активности отдельных компонентов?

2. Вычислите а) вес 1 кюри радона; б) вес 1 кюри  $\text{P}^{232}$ ; в) скорость распада (абсолютную активность) 1 см<sup>3</sup> трития (при нормальных условиях). Периоды полураспада см. в приложении Д.

Ответ: а) 6,49 мкг.

3. Образец под облучался на циклотроне нейтронами в течение 1 час. Через 15 мин после конца облучения в образце обнаружено 2 мкюри  $\text{I}^{128}$ . Какова скорость образования  $\text{I}^{128}$  в атомах в секунду в процессе облучения?

4. Воспользовавшись таблицей в приложении Д, вычислите а) общую скорость испускания  $\alpha$ -частиц из 1 мг обычного урана; б) эту величину для 1 мг очень старого урана, находящегося в вековом равновесии со всеми своими продуктами распада.

Ответ: а) 24  $\alpha$ -частиц в секунду.

5. Установлено, что в 0,100 мг чистого  $\text{Pu}^{239}$  ( $\alpha$ -активный изотоп) происходит  $1,40 \cdot 10^7$  распад/мин. а) Вычислите период полураспада этого изотопа.  $\text{Pu}^{239}$  образуется при  $\beta$ -распаде  $\text{Np}^{239}$ . б) Сколько кюри  $\text{Np}^{239}$  потребовалось бы для получения 0,100 мг  $\text{Pu}^{239}$ ?

Ответ: б) 23,2 кюри.

6. 100 мг металлического осмия облучались в течение 30 дней тепловыми нейтронами при потоке  $2 \cdot 10^{12}$  нейтрон/см<sup>2</sup>сек. В результате двух последовательных ( $n, \gamma$ )-реакций из  $\text{Os}^{192}$  образуются радиоактивные изотопы осмия:  $\text{Os}^{193}$  ( $t_{1/2} = 31$  час) и  $\text{Os}^{194}$  ( $t_{1/2} = 700$  дней). Скорость распада  $\text{Os}^{194}$ , измеренная к моменту окончания облучения, равна 210 распад/сек. Сечение реакции  $\text{Os}^{192}(n, \gamma)\text{Os}^{193}$  равно 1,6 барн. Вычислить сечение захвата тепловых нейтронов радиоактивным изотопом  $\text{Os}^{193}$ .

Ответ: См. приложение В.

7. К моменту  $t = 0$  приготовлен свежочищенный образец  $\text{RaE}$  весом  $1,00 \times 10^{-10}$  г. а) Если этот образец предоставить самому себе, то через сколько времени количество  $\text{Po}^{210}$  достигнет в нем максимума? б) В момент, соответствующий максимуму дочернего продукта, каковы будут 1) вес  $\text{Po}^{210}$ ; 2)  $\alpha$ -активность в распад/сек; 3)  $\beta$ -активность в распад/сек; 4) число микрокюри  $\text{Po}^{210}$ ? в) Начертите в полупологарифмических координатах графики зависимости  $\alpha$ - и  $\beta$ -активностей от времени.

8. а) Докажите, что если материнское и дочернее вещества имеют одинаковые периоды полураспада, то число дочерних атомов, содержащихся в образце к моменту  $t$ , равно  $N_2 = (\lambda N_1^0 t + N_2^0) e^{-\lambda t}$ , где  $N_1^0$  и  $N_2^0$  — соответственно количества атомов материнского и дочернего веществ при  $t = 0$ .

б) Покажите, что если период полураспада дочернего вещества вдвое больше, чем материнского, то суммарная абсолютная активность (скорость распада) будет изменяться во времени с периодом полураспада дочернего вещества.

в) Получите условие  $c_2/c_1 > \lambda_1/\lambda_2$ , определяющее наличие максимума на измеряемой экспериментально кривой полной активности материнского и дочернего веществ,  $A = A_1 + A_2$  при  $A_2^0 = 0$  и  $A_i = c_i \lambda_i N_i$ .

9. При облучении медленными нейтронами образца изолированного изотопа  $Mo^{100}$  получен 14,6-минутный  $Mo^{101}$ , распадающийся с образованием 14,0-минутного  $Tc^{101}$ . Образец  $Mo^{101}$  химически очищен от технеция и затем немедленно помещен под счетчик. Нарисуйте график зависимости активности от времени, приняв, что коэффициенты счестности излучений, испускаемых  $Tc^{101}$  и  $Mo^{101}$ , одинаковы.

10. Решите дифференциальное уравнение (5). Сравните полученный вами результат с решением Бейтмана для этого случая при  $N_2^0$  и  $N_3^0$ , не равных нулю.

11. Активность некоторого изотопа с периодом полураспада, равным 7,5 мин, измерялась с 10 час. 03 мин. до 10 час. 13 мин. За этот десятиминутный интервал всего было зарегистрировано 34 650 импульсов. Какова была активность образца (в имп/мин) в 10 час.?

Ответ: 7012.

12. 10 мг золота в течение суток облучались в ядерном реакторе в потоке нейтронов  $10^{12}$  1/см<sup>2</sup>сек. Сечение захвата нейтронов ядрами  $Au^{197}$  равно 98,8 барн (см. приложение В). Какова абсолютная активность  $Au^{198}$  к концу облучения?

Ответ:  $6,8 \cdot 10^8$  1/сек.

13. Мишень из обогащенного до 100%  $Zn^{64}$  с поверхностной плотностью 1,0 мг/см<sup>2</sup> в течение 38 мин бомбардировалась пучком  $\alpha$ -частиц с интенсивностью  $6 \cdot 10^{12}$  1/сек. Энергия  $\alpha$ -частиц достаточна для возбуждения ядерных реакций:  $Zn^{64}(\alpha, n)Ge^{67}$  и  $Zn^{64}(\alpha, p)Ga^{67}$ . Изотопы  $Ge^{67}$  и  $Ga^{67}$  радиоактивны; периоды полураспада и типы распада см. в приложении Д. Германий и галлий были химически отделены от мишени через 0,5 час после окончания облучения. Через час после окончания облучения скорость распада  $Ge^{67}$  составляла  $1,34 \cdot 10^6$  распад/сек, а  $Ga^{67}$  —  $2,50 \cdot 10^5$  распад/сек.

Вычислите скорости образования  $Ge^{67}$  и  $Ga^{67}$  при ядерных реакциях под действием  $\alpha$ -частиц и сечения соответствующих ядерных реакций.

Ответ:  $Ge^{67}$  —  $1,60 \cdot 10^7$  1/сек,

$\sigma = 283$  мбарн,

$Ga^{67}$  —  $3,19 \cdot 10^7$  1/сек,

$\sigma = 564$  мбарн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C u m m i n g J. B., CLSQ. The Brookhaven Decay-Curve Analysis Program, Application of Computers to Nuclear- and Radiochemistry (G. D. O'Kelly, Editor), Washington, NAS-NRC, 1963, p. 25.
2. B a t e m a n H., Solution of a System of Differential Equations Occuring in the Theory of Radio-active Transformations, Proc. Cambridge Phil. Soc., 15, 423 (1910).
3. R u b i n s o n W., The Equations of Radioactive Transformation in a Neutron Flux, J. Chem. Phys., 17, 542 (1949).
4. S c h w a r z s c h i l d A., A Survey of the Latest Developments in Delayed Coincidence Measurements, Nucl. Inst. Methods, 21, 1 (1963).
- 5\*. R u t h e r f o r d E., C h a d w i c k J., E l l i s C. D., Radiations from Radioactive Substances, Cambridge University Press, 1930.

## Взаимодействие излучения с веществом

Все виды ядерных излучений — как корпускулярные, так и электромагнитные — могут быть обнаружены только в результате их взаимодействия с веществом. Если это взаимодействие мало, как, например, в случае нейтрино, то излучение остается незамеченным. Для понимания методов и принципа действия приборов, используемых для обнаружения, измерения и исследования ядерных излучений, необходимо уяснить, каким образом излучение взаимодействует с веществом.

Примерно до 1950 г. для определения энергии излучений радиоактивных веществ широко применялись абсорбционные методы (основанные на исследовании поглощения излучения веществом). В настоящее время для точных измерений энергии применяют методы, базирующиеся на измерениях отклонений в магнитном и электрическом полях, на дифракции в кристаллах, использовании детекторов, чувствительность которых зависит от энергии. Однако и теперь замедление и поглощение ядерных излучений веществом сохраняет значение для измерительной техники. К этим методам обращаются всякий раз, когда надо повысить энергию пучка частиц или измерить одно излучение на фоне другого, заметно отличающегося по жесткости.

### А. $\alpha$ -ЧАСТИЦЫ И ДРУГИЕ ИОНЫ

**Процессы, вызывающие потери энергии.** При прохождении через вещество  $\alpha$ -частицы теряют энергию, главным образом в результате взаимодействия с электронами\*. Вследствие этого взаимодействия может произойти или диссоциация молекул, или возбуждение и ионизация атомов и молекул. Проще измерить ионизацию, и поэтому она наиболее часто используется для обнаружения  $\alpha$ -частиц. Детали процесса ионизации и других явлений, связанных с прохождением  $\alpha$ -частиц через вещество, легче исследовать в газах, чем в жидкостях или твердых телах, хотя во всех случаях процессы, по-видимому, аналогичны. Поэтому в основном будут рассмотрены явления, наблюдающиеся при прохождении  $\alpha$ -частиц через газы.

Поскольку  $\alpha$ -частицы имеют относительно короткие пробеги и растрачивают всю свою энергию в пределах ионизационной камеры, то несложно определить полную ионизацию, вызываемую одной частицей. В результате

\* Взаимодействие  $\alpha$ -частиц с ядрами (рассеяние и ядерные реакции) рассматривается в гл. X. Роль этих процессов в потере энергии  $\alpha$ -частиц при прохождении последних через вещество весьма незначительна, если  $E_\alpha$  не превышает 100 Мэв.

опытов по измерению ионизации, вызываемой определенным числом  $\alpha$ -частиц известной начальной энергии, установлено, что при образовании каждой пары ионов в воздухе  $\alpha$ -частица в среднем теряет 35 эв энергии. В табл. 4 приведены значения энергии, которую необходимо затратить для образования пары ионов в ряде других газов\*; там же представлены величины

Таблица 4  
Средняя потеря энергии  $\alpha$ -частицы при образовании одной пары ионов в различных газах

Газ	Энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов, $W$ , эв	Первый потенциал ионизации $I$ , эв	Доля энергии, пошедшая на ионизацию, $I/W$
$H_2$	36,3	15,6	0,43
He (очень чистый)	43	24,5	0,58
He (обычный)	30	—	—
$N_2$	36,5	15,5	0,42
$O_2$	32,5	12,5	0,38
Воздух	35,0	—	—
Ne (очень чистый)	36,8	21,5	0,58
Ne (обычный)	28	—	—
Ar	26,4	15,7	0,59
Kr	24,1	13,9	0,58
Xe	21,9	12,1	0,55
$CH_4$	30	14,5	0,48
$C_2H_4$	29	10,5	0,36
CO	34	14,3	0,42
$CO_2$	34	—	—
$CS_2$	26	10,4	0,40
$CCl_4$	27	—	—
$NH_3$	39	10,8	0,28

первых ионизационных потенциалов этих газов. При сравнении благородных газов с двух- и многоатомными газами видно, что в первом случае на процесс ионизации затрачивается большая часть энергии  $\alpha$ -частицы. В случае двух- и многоатомных газов помимо ионизации возможна диссоциация молекул, на что и затрачивается некоторая часть энергии. Большая часть приведенных в табл. 4 данных получена в результате опытов с  $\alpha$ -частицами  $^{210}Po$ , однако величина средней энергии, необходимой для образования пары ионов, неожиданно слабо зависит от энергии и природы ионизирующих частиц. Так, почти идентичные результаты были получены для ряда газов при использовании протонов с энергией 340 Мэв. В связи с этим энергию  $\alpha$ -частиц и других быстрых ионов удобно определять путем измерения обычными электрическими методами полного числа ионов, образующихся в наполненной газом ионизационной камере.

Значительная часть энергии  $\alpha$ -частицы, проходящей через вещество, превращается в кинетическую энергию электронов, выбиваемых из атомов

\* Отметим что в случае полупроводников энергия, необходимая для образования пары ионов (точнее, пары электрон — дырка), примерно на порядок ниже, чем в газах. Этот вопрос обсуждается в гл. V, раздел А.

и молекул при столкновении последних с  $\alpha$ -частицами. Исходя из законов сохранения импульса и энергии, легко показать, что если  $\alpha$ -частица имеет скорость  $v$ , то максимальная скорость, которую она может сообщить электрону, равна примерно  $2v$ . Таким образом, например, при соударении  $\alpha$ -частицы, имеющей энергию  $6\text{ Мэв}$ , с электроном последний получает энергию, не превышающую примерно  $3\text{ кэв}$ . Средняя энергия, передаваемая  $\alpha$ -частицей электронам при прохождении через вещество, составляет  $100\text{—}200\text{ эв}$ . Многие из этих вторичных электронов, называемых  $\delta$ -лучами, настолько быстры, что способны вызывать ионизацию других атомов. В действительности около  $60\text{—}80\%$  полной ионизации, вызываемой  $\alpha$ -частицами, обусловлено вторичными ионизационными процессами. Точное соотношение величин первичной и вторичной ионизации определить очень трудно. Трассы  $\delta$ -электронов часто можно наблюдать на снимках следов  $\alpha$ -частиц в камере Вильсона. Когда скорость  $\alpha$ -частицы в результате ионизационных процессов уменьшается настолько, что делается сравнимой со скоростью валентных электронов атомов тормозящей среды, в потерях энергии начинает играть заметную роль новый эффект; более вероятными становятся упругие столкновения  $\alpha$ -частиц с атомом как целым (чем ионизация и возбуждение электронных оболочек). Такие ионно-атомные столкновения (так называемые «ядерные» соударения) обуславливают «ядерное торможение», которое приходит на смену «электронному торможению», играющему основную роль при более высоких энергиях. Кроме того, если скорость  $\alpha$ -частицы становится близкой к скорости электрона в ионе  $\text{He}^+$ , то  $\alpha$ -частица начинает захватывать электроны атомов среды и ее средний заряд изменяется от  $+2$  до  $+1$ . Тяжелый ион, проходя через вещество, в общем теряет те электроны, орбитальная скорость которых меньше скорости иона.

Суммируя, можно сказать, что имеется три явления, определяющих потери энергии при торможении тяжелого иона в среде:

1. При достаточно высокой скорости ион теряет все электроны; потери энергии по существу целиком обусловлены возбуждением электронных оболочек и ионизацией атомов тормозящей среды.

2. Когда скорость иона достигает примерно скорости электрона на  $K$ -оболочке, начинается захват электронов атомов среды; потери энергии по-прежнему происходят в основном по «электронному механизму».

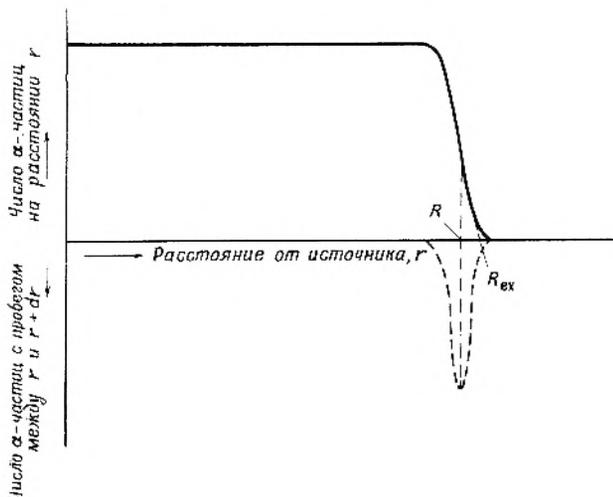
3. Когда скорость иона делается сравнимой со скоростью валентных электронов атомов тормозящего вещества, механизм потерь энергии меняется: основное значение приобретают упругие столкновения ионов (даже если они еще сохраняют часть заряда) с атомами среды.

Между областями 2 и 3 не существует резкой границы; имеется промежуточная энергетическая область, в которой тяжелый ион испытывает и упругие и неупругие соударения с атомами.

**Пробег.** При каждом соударении с электроном  $\alpha$ -частица теряет лишь весьма малую часть своей энергии и заметно не отклоняется, поэтому ее путь является практически прямолинейным. Поскольку для полной остановки  $\alpha$ -частицы с начальной энергией в несколько  $\text{Мэв}$  требуется очень большое число столкновений (порядка  $10^5$ ), то пробеги всех  $\alpha$ -частиц с одинаковой начальной энергией практически равны (точнее, различаются в весьма узких пределах). Пробеги  $\alpha$ -частиц обычно определяют абсорбционным методом с помощью твердых или газообразных (при переменном давлении) поглотителей; в последнем случае получаются более точные

результаты. Величины пробегов определяют с точностью примерно до  $1 : 5000$ .

На рис. 18 приведен график кривой поглощения; по оси ординат отложено число  $\alpha$ -частиц, найденных в газовой среде на расстоянии  $r$  (ось абсцисс) от источника монохроматических  $\alpha$ -частиц. Как видно из рисунка, пробеги всех  $\alpha$ -частиц в данной среде не являются в точности одинаковыми; имеется небольшой разброс порядка 3—4%. Это явление (разброс пробегов  $\alpha$ -частиц) обусловлено существованием статистических флуктуаций в числе соударений и в потере энергии при столкновении. Пунктирная кривая на рис. 18 получена путем дифференцирования сплошной



Р и с. 18. Зависимость числа  $\alpha$ -частиц, испускаемых точечным источником, от расстояния от источника (сплошная кривая). Производная этой функции (пунктирная кривая) характеризует распределение пробегов.

(интегральной) кривой и характеризует распределение пробегов или величину разброса; приближенно можно считать, что эта кривая является гауссовой. Расстояние  $r = R$ , соответствующее максимуму дифференциальной кривой (и точке перегиба на интегральной кривой), называется средним пробегом ( $R$ )  $\alpha$ -частиц. Расстояние  $r$ , полученное при экстраполяции приближенно прямолинейной части интегральной кривой до оси абсцисс, называется экстраполированным пробегом  $R_{ex}$ . Наибольший наблюдаемый пробег называется максимальным (или истинным) пробегом  $R_{max}$ . Средний пробег в настоящее время используется большей частью при составлении таблиц пробегов и в соотношениях пробег — энергия. Экстраполированные пробеги легче определяются экспериментально и часто приводятся в старой литературе. При обычных энергиях  $\alpha$ -частиц различие между средним и экстраполированным пробегами составляет 1,1%.

**Связь пробега с энергией и удельная ионизация.** Для того чтобы количественно выразить зависимость пробега тяжелого иона (с массой большей, чем масса электрона) от его энергии, следует ввести понятие удельной ионизации. Удельная ионизация (удельные потери энергии)  $dE/dx$  характеризует скорость, с которой заряженная частица теряет энергию, проходя через вещество. Если вещество задано, то величина  $dE/dx$

зависит от энергии, заряда и массы иона. Характер этой зависимости можно уяснить из данных табл. 5 и рис. 19. В табл. 5 приведены величины ионизационных эффектов, определяющие дифференциальные потери энергии протонов и  $\alpha$ -частиц в воздухе для различных значений  $E_p$  и  $E_\alpha$ . Кривая рис. 19 представляет классическую кривую Брэгга, которая характеризует зависимость удельной ионизации от расстояния до конца пробега  $\alpha$ -частицы. Как видно из этих данных, при некотором довольно низком значении  $E$  наблюдается максимум удельной ионизации. С увеличением энергии

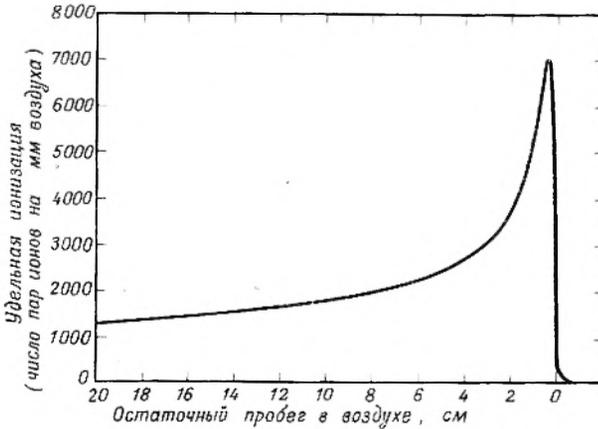
Таблица 5

*Удельная ионизация, вызываемая в воздухе протонами и  $\alpha$ -частицами различных энергий*

Энергия. Мэв	Число пар ионов, образуемых в слое толщиной 1,00 мг/см <sup>2</sup>	
	протонами	$\alpha$ -частицами
0,025	16 700	—
0,1	18 000	—
0,2	16 700	40 000
0,5	11 200	56 000
1,0	6 800	54 000
2,0	4 200	41 000
3,0	3 100	32 000
4,0	2 400	26 000
5,0	2 100	22 000
6,0	1 800	20 000
8,0	1 400	16 000
10	1 100	13 000
14	900	10 300
25	560	6 500
70	240	2 900
100	190	2 200
1 000	55	400
10 000	61	210

частицы скорость потери энергии уменьшается приблизительно по закону  $1/E$ . Почему зависимость  $dE/dx$  от  $E$  имеет такой характер, нетрудно понять из следующих качественных соображений. Взаимодействие между заряженной частицей и атомными оболочками почти полностью можно описать в рамках кулоновского взаимодействия электрона с положительным точечным зарядом. Если при прохождении через среду заряд иона уменьшается в результате захвата электронов, то должны уменьшаться и кулоновское взаимодействие и скорость потери энергии. Это обстоятельство, а также изменение механизма потерь энергии (увеличение роли упругих соударений) и обуславливают спад кривой от максимума в сторону низких энергий. Грубо говоря, тяжелый ион способен захватывать электроны, орбитальная скорость которых сравнима со скоростью иона. В действительности вблизи конца пробега ион многократно захватывает и теряет электроны. В случае  $\alpha$ -частиц область флуктуаций заряда находится в пределах нескольких последних миллиметров пробега.

Спад брэгговской кривой от максимума в сторону больших энергий связан с уменьшением «времени взаимодействия» между заряженной частицей и атомным электроном. Если ион имеет скорость  $v$ , то время, в течение которого он находится в данном расстоянии от атома, пропорционально  $1/v$ . Следовательно, импульс, получаемый атомным электроном в результате взаимодействия с ионом, также пропорционален\*  $1/v$ , а сообщаемая ему энергия  $E_e \sim 1/v^2$ . Поскольку энергия, получаемая электроном, равна энергии, теряемой ионом, то скорость потери энергии заряженной частицы должна быть пропорциональна  $1/v^2$ , т. е.  $1/E$ .



Р и с. 19. Кривая Брэгга для моноэнергетических  $\alpha$ -частиц.

**Вывод формулы, определяющей удельные потери энергии.** Используем только что рассмотренную простую модель (передача импульса при кулоновском взаимодействии) как основу для вывода формулы, количественно определяющей зависимость  $dE/dx$  от различных параметров. При выводе будем пользоваться классическими методами, поскольку основные результаты оказываются такими же, как и при квантовомеханическом рассмотрении.

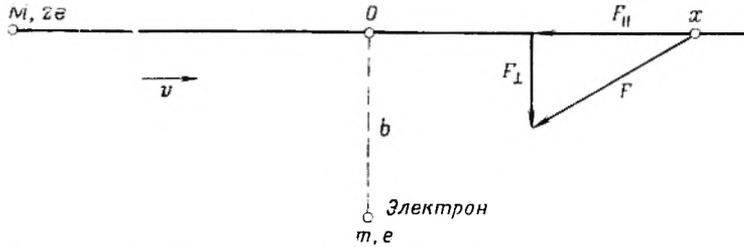
На рис. 20 схематически представлена модель, положенная в основу вычислений. Надо прежде всего найти величину импульса, передаваемого электрону (заряд  $e$ , масса  $m$ ) тяжелым ионом (заряд  $ze$ , масса  $M$ ), движущимся со скоростью  $v$  по прямолинейной траектории, кратчайшее расстояние от которой до электрона (прицельный параметр) равно  $b$ . Предположение, что ион при столкновении не отклоняется от прямолинейной траектории, вполне обоснованно, поскольку масса электрона  $m$  пренебрежимо мала по сравнению с массой иона  $M$ . Электрон рассматривается как свободная и вначале неподвижная частица; это справедливо до тех пор, пока скорость иона существенно превышает скорость электрона, т. е. если

\* Согласно закону Ньютона,  $p = m\Delta v_e = f\Delta t$ , где  $m$  — масса;  $\Delta v_e$  — изменение скорости электрона;  $f = \frac{ze^2}{r^2}$  — сила кулоновского взаимодействия иона с электроном;

$\Delta t \sim \frac{1}{v}$  ( $v$  — скорость частицы). Так как  $E_e = p^2/2m$ , то  $\Delta E_{\text{иона}} = E_e \sim 1/v^2$ .—

Прим. ред.

$\frac{m}{M} E \gg I$ , где  $I$  — приближенно ионизационный потенциал атома среды. Поместим начало координат в точку наибольшего сближения электрона и иона. Если ион находится в точке  $x$ , то силу взаимодействия его с электроном  $F$  можно разложить на две составляющие, направленные вдоль ( $F_{\parallel}$ )



Р и с. 20. Схема взаимодействия иона (масса  $M$ , заряд  $ze$ , скорость  $v$ , прицельное расстояние  $b$ ) с электроном (масса  $m$ , заряд  $e$ ).

и перпендикулярно ( $F_{\perp}$ ) траектории:

$$F_{\perp}(x) = \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \cdot \frac{b}{(x^2 + b^2)^{1/2}}, \quad (1a)$$

$$F_{\parallel}(x) = \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \cdot \frac{x}{(x^2 + b^2)^{1/2}}. \quad (1б)$$

Вследствие симметрии задачи усредненное по всем  $x$  значение тангенциальной компоненты  $F_{\parallel}$  обращается в нуль. Тогда импульс, сообщаемый электрону, равен

$$\Delta p = \int_0^{\infty} F_{\perp}(x) dt. \quad (2)$$

Интегрирование по времени можно заменить интегрированием по координате  $x$ , имея в виду, что  $dx/dt = v$ . Тогда

$$\Delta p = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp}(x) dx = \quad (2a)$$

$$= \frac{ze^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \quad (2б)$$

$$= \frac{2ze^2}{bv}. \quad (2в)$$

Энергия электрона, получившего импульс  $\Delta p$ , равна  $(\Delta p)^2/2m$ . Поэтому энергия, теряемая заряженной частицей при «соударении», характеризующемся прицельным параметром  $b$ , равна

$$\Delta E = \frac{2z^2 e^4}{mb^2 v^2}. \quad (3)$$

В тонком слое  $dx$  поглощающей среды (площадью  $1 \text{ см}^2$ ) число соударений с прицельными параметрами, лежащими в пределах от  $b$  до  $b + db$ , равно

$$2\pi b n d dx, b$$

где  $n$  — число электронов в единице объема среды. Поэтому при соударениях с прицельным параметром  $b$  (в пределах от  $b$  до  $b + db$ ) электронам передается энергия  $4\pi z^2 e^4 n db dx / mbv^2$ . Полную скорость потери энергии заряженной частицы получим путем интегрирования в пределах возможных значений прицельных параметров  $b$ :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \quad (4a)$$

$$= \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}. \quad (4б)$$

Знак минус у производной указывает на *уменьшение* энергии частицы. Предельные значения прицельного параметра можно определить следующим образом. Верхний предел  $b_{\max}$  оценим исходя из сформулированного ранее предположения, согласно которому в пределах времени взаимодействия электрон рассматривается как свободная и неподвижная частица. Хотя радиус кулоновского взаимодействия формально бесконечен, основная часть импульса, как следует из уравнения (1), передается электрону, когда  $|x| < b$ . Поэтому время взаимодействия примерно равно  $2b/v$ . Согласно исходному предположению, это время должно быть меньше чем  $1/\omega$ , где  $\omega$  — классическая частота орбитального движения электрона в атоме. Поэтому верхний предел прицельного параметра

$$b_{\max} = \frac{v}{2\omega}. \quad (4в)$$

Нижний предел  $b_{\min}$  можно определить исходя из величины максимальной энергии, которую быстрый тяжелый ион может передать электрону при одном соударении. Как упоминалось выше, скорость электрона после столкновения с тяжелым ионом, обладающим скоростью  $v$ , не может превышать  $2v$ . Следовательно, максимальная энергия  $\Delta E$ , получаемая электроном при столкновении (и теряемая ионом), равна  $2mv^2$ ; тогда, согласно уравнению (3), минимальное значение прицельного параметра равно

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2}. \quad (4г)$$

Подставляя уравнения (4в) и (4г) в выражение (4б), получим формулу для удельных потерь энергии, впервые предложенную Бором [1]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^3}{2ze^2\omega}. \quad (4д)$$

Более тщательный квантовомеханический анализ с учетом релятивистских соотношений приводит к более точному выражению:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \left[ \ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (5)$$

Здесь  $I$  — эффективный ионизационный потенциал атомов поглощающей среды;  $\beta = v/c$ , где  $c$  — скорость света.

Если кинетическая энергия тяжелой заряженной частицы такова, что релятивистскими поправками можно пренебречь, т. е.  $\beta \ll 1$ , то выражение (5) упрощается:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{I}. \quad (6)$$

Как видно из последнего уравнения, величина  $dE/dx$ , которую называют также тормозной способностью, обратно пропорциональна энергии заряженной частицы. Однако если скорость частицы велика и  $\beta \rightarrow 1$ , то в уравнении (5) наиболее быстро изменяющимся членом становится  $\ln(1 - \beta^2)$ ; в этом случае с ростом энергии частицы удельные потери энергии возрастают. Таким образом, кривая зависимости  $dE/dx$  от  $E$  имеет довольно нерезкий (плоский) минимум, который приблизительно соответствует энергии частицы, эквивалентной ее удвоенной массе покоя. В области минимума удельные потери энергии однозарядной частицы составляют в углероде  $1,8 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ , а в свинце  $1,1 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Физической причиной увеличения удельных потерь с ростом энергии частицы в релятивистской области является лоренцово сокращение времени соударения, что приводит к увеличению  $b_{\text{max}}$ .

Из полученных выражений можно сделать следующий важный вывод: удельные потери энергии частиц, движущихся с одинаковой скоростью в одной и той же среде, пропорциональны квадрату заряда частицы. Так, удельные потери протонов с энергией  $E$ , дейтронов с энергией  $2E$  и тритонов с энергией  $3E$  одинаковы и составляют одну четверть потерь  $\text{He}^3$  с энергией  $3E$  и  $\alpha$ -частиц с энергией  $4E$ . Если известна зависимость удельных потерь от энергии частицы (см., например, табл. 5), то можно легко вычислить  $dE/dx$  для любой другой заряженной частицы, если только в рассматриваемой энергетической области потери энергии связаны в основном с возбуждением и ионизацией атомов.

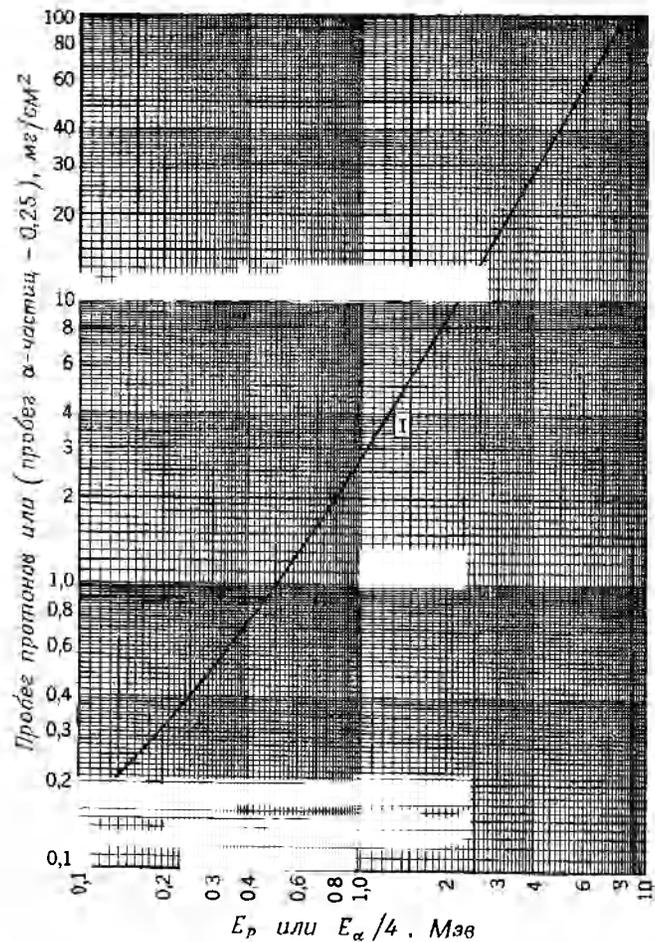
**Соотношения пробег — энергия.** Если известна зависимость  $dE/dx$  от  $E$ , то можно вычислить величину пробега  $R$  заряженной частицы, обладающей начальной энергией  $E_0$ :

$$R = \int_{E_0}^E \frac{1}{dE/dx} dE. \quad (7)$$

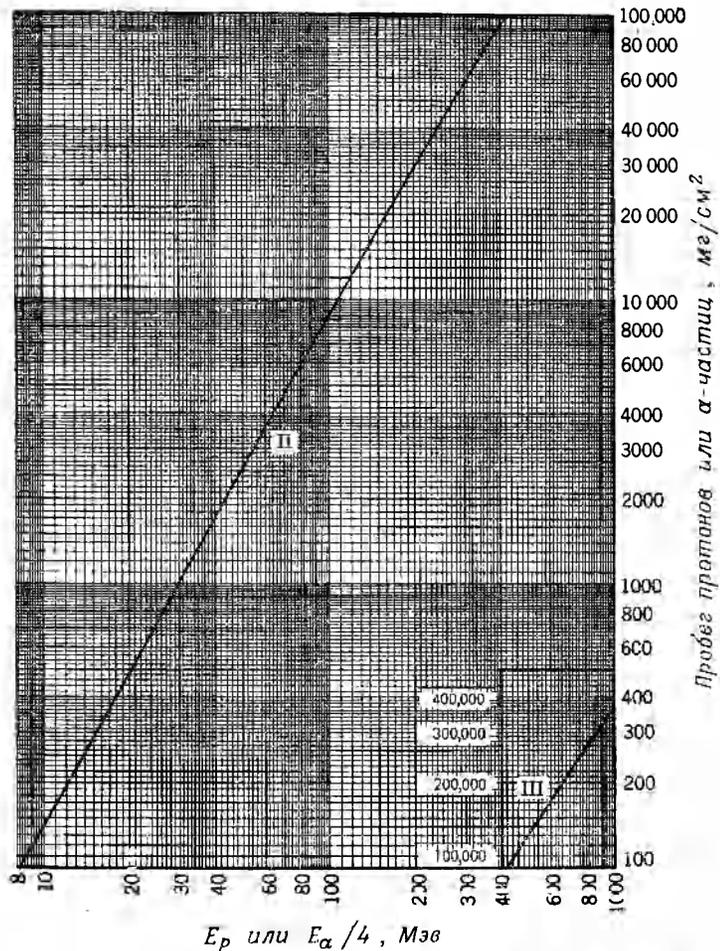
На рис. 21 и 21а приведены графики, характеризующие зависимость пробега в сухом воздухе протонов и  $\alpha$ -частиц от их кинетической энергии. Эти кривые, заимствованные из литературных источников, получены в основном не экспериментальным путем, а в результате теоретических вычислений. Считается, что расчетные величины на большей части энергетического интервала являются более точными. Расчеты основывались на формуле (5), то есть учитывались только «электронные» потери. При очень больших энергиях относительно важное значение могут приобретать и другие механизмы потери энергии заряженных частиц. Так, например, интенсивность пучка протонов с энергией  $2 \text{ Бэв}$  при прохождении слоя свинца толщиной  $2,5 \text{ см}$  заметно ослабляется (примерно на 15%) в результате ядерных реакций, в то же время потери энергии на ионизацию составляют менее 3%.

На графиках рис. 21 и 21а пробеги в воздухе выражены в единицах «поверхностной плотности» —  $\text{мг/см}^2$ . Зная плотность воздуха, можно выразить величину пробега в линейных единицах ( $\text{см}$ ). При стандартных условиях —  $15^\circ$  и  $760 \text{ мм рт. ст.}$  — плотность сухого воздуха равна  $1,226 \text{ мг/см}^3$ ; для того чтобы получить пробег в  $\text{см}$ , надо \* пробег в  $\text{мг/см}^2$

\* Существуют эмпирические формулы, с помощью которых можно определить средний пробег в воздухе при стандартных условиях ( $R$  в  $\text{см}$ ) в отсутствие графиков пробег — энергия. Для естественных  $\alpha$ -частиц  $R = 0,318 E^{3/2}$ , для протонов  $R = 1,93E^{1,8}$ , где  $E$  — энергия частицы в  $\text{Мэв}$ . — Прим. ред.



Р и с. 21. Зависимость пробега в воздухе от энергии для протонов и  $\alpha$ -частиц.



Р и с. 21а. Зависимость пробега в воздухе от энергии для протонов и  $\alpha$ -частиц (продолжение).

разделить на 1,226. Если необходимо знать пробег в сантиметрах в воздухе при других температуре и давлении, нужно, естественно, использовать соответствующее значение плотности. Даже в случае жидкого воздуха можно пользоваться значениями пробегов в  $мг/см^2$ , взятыми из рис. 21 и 21а.

Часто бывает необходимо знать пробеги  $\alpha$ -частиц и других быстрых ионов в поглощающих средах, отличных от воздуха. Проведение опытов для большого числа разнообразных веществ едва ли возможно, и снова приходится прибегать к теоретическим вычислениям, основанным на выражениях (5) и (6). Такого рода расчеты достаточно трудоемки и были выполнены для относительно небольшого числа элементарных веществ [2—6]. Кроме того, существует несколько приближенных правил (которые теперь имеют в основном историческое значение), позволяющих оценить величину пробега в поглотителе, атомный номер которого  $Z$ , а массовое число  $A$ . Одно из них (правило Брэгга) гласит, что пробег, выраженный в  $мг/см^2$ , пропорционален  $A^{1/2}$ . В действительности отношение пробега в данном поглотителе к пробегу в воздухе является довольно сложной функцией  $Z$ ,  $A$  и энергии частицы. Для протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц с начальными энергиями от 0,1 до 1000  $Мэв$ , движущихся в любом элементарном поглотителе, эту функцию можно представить следующим полезным приближенным выражением:

$$\frac{R_Z}{R_v} = 0,90 + 0,0275Z + (0,06 - 0,0086Z) \lg \frac{E}{M}. \quad (8)$$

Здесь  $R_Z$  — пробег в элементе с атомным номером  $Z$ ;  $R_v$  — пробег тех же частиц в воздухе (пробеги даны в  $мг/см^2$ );  $M$  — масса заряженной частицы ( $M = 1$  для протонов,  $M = 4$  для  $\alpha$ -частиц и т. д.);  $E$  — начальная энергия частицы в  $Мэв$ . В этой форме (с данными коэффициентами) выражение (8) справедливо при  $Z > 10$ . Для всех более легких элементов двучлен  $(0,90 + 0,0275Z)$  следует заменить на 1,00, за исключением гелия и водорода, для которых подставляют соответственно 0,82 и 0,30. Для элементов более тяжелых, чем воздух, результат расчета можно уточнить, заменяя  $R_Z$  на  $(R_Z + 0,01Z/z)$ , где  $z$  — атомный номер частицы; это дает весьма незначительную поправку, за исключением случаев очень больших  $Z$  и очень малых  $E$ . С учетом всех указанных выше поправок выражение (8) позволяет вычислять зависимость пробег — энергия с точностью до нескольких процентов по крайней мере в пределах  $E = 1-100$   $Мэв$  для легких элементов, алюминия, меди, серебра и свинца.

Во многих реальных случаях поглощающее вещество не является элементарным, а представляет собой смесь (например, воздух) или химическое соединение нескольких элементов. В этих случаях при практических расчетах обычно исходят из правила Брэгга, согласно которому тормозная способность молекулы или смеси равна сумме тормозных способностей составляющих атомов\*. Тогда справедливо равенство

$$\frac{1}{R_t} = \frac{w_1}{R_1} + \frac{w_2}{R_2} + \frac{w_3}{R_3} + \dots \quad (9)$$

где  $R_t$  ( $мг/см^2$ ) — пробег в данном веществе сложного состава (химическое соединение или гомогенная смесь);  $R_1, R_2, R_3, \dots$  — пробеги (в тех же еди-

\* Поскольку значительная доля энергии частицы расходуется на процессы возбуждения и диссоциации молекул, простого правила аддитивности, по-видимому, трудно было бы ожидать. Однако опыты показывают, что тормозная способность водяного пара лишь на 3% меньше тормозной способности эквивалентной смеси водорода и кислорода. В ряде органических изомеров пробеги различаются менее чем на 1%.

ницах) в отдельных элементах, входящих в состав сложного вещества;  $w_1, w_2, w_3, \dots$  — относительные доли элементов в смеси или соединении. Поскольку относительные тормозные способности элементов зависят от энергии заряженной частицы, то выражение (9) нельзя применять к сложным гетерогенным системам, содержащим настолько большие области различных фаз, что в них может происходить заметное торможение частицы.

В качестве примера определим величину пробега  $\alpha$ -частиц с энергией 20 Мэв в полиэтилене  $(\text{C}_2\text{H}_4)_x$ . Согласно кривой рис. 21, пробег таких  $\alpha$ -частиц в воздухе составляет 41,3 мг/см<sup>2</sup>. Воспользовавшись выражением (8) (с соответствующими коэффициентами), вычислим пробеги в водороде и углероде:

$$R_{\text{H}} = 41,3 \left( 0,30 + 0,051 \lg \frac{20}{4} \right) = 13,9 \text{ мг/см}^2,$$

$$R_{\text{C}} = 41,3 \left( 1,00 + 0,012 \lg \frac{20}{2} \right) = 41,6 \text{ мг/см}^2.$$

Полиэтилен состоит из 85,6% (весовых) углерода и 14,4% водорода. Следовательно, согласно уравнению (9),

$$\frac{1}{R_{\text{C}_2\text{H}_4}} = \frac{0,856}{41,6} + \frac{0,144}{13,9}$$

и  $R_{\text{C}_2\text{H}_4} = 32,3 \text{ мг/см}^2$ .

Предположим теперь, что пучок  $\alpha$ -частиц с энергией 20 Мэв падает на полиэтиленовый поглотитель толщиной 15 мг/см<sup>2</sup>. Спрашивается, с какой энергией  $E'$  они выйдут из слоя полиэтилена и какой путь они затем пройдут в воздухе? Остаточный пробег  $\alpha$ -частиц, вышедших из поглотителя, составляет 32,3 — 15,0 = 17,3 мг/см<sup>2</sup>. Следовательно, пробег в воздухе  $R_{\text{B}}$  можно оценить с помощью равенства

$$\frac{1}{17,3} = \frac{0,856}{R_{\text{C}} [1,00 + 0,012 \lg (E'/4)]} + \frac{0,144}{R_{\text{H}} [0,30 + 0,051 \lg (E'/4)]}.$$

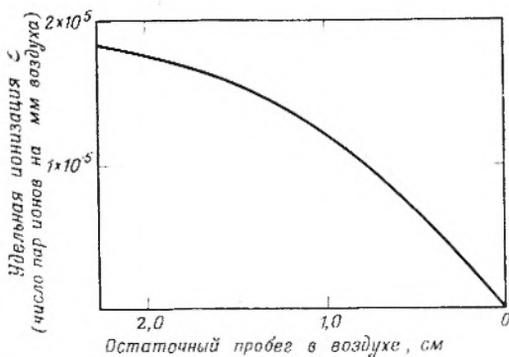
Пренебрегая в первом приближении малыми логарифмическими членами, получим  $R_{\text{B}} = 23,1 \text{ мг/см}^2$ . Согласно рис. 21, это соответствует  $E' = 16 \text{ Мэв}$ . Используя эту величину в качестве второго (и последнего) приближения, получим  $R_{\text{B}} = 22,2 \text{ мг/см}^2$  и  $E' = 15,6 \text{ Мэв}$ .

**Пробеги тяжелых заряженных частиц.** Любой ион, движущийся с большой скоростью через вещество, растрчивает энергию таким же путем, как протоны и  $\alpha$ -частицы. Как уже известно, при данной скорости заряженной частицы удельные потери энергии (удельная ионизация) пропорциональны квадрату положительного заряда иона ( $z^2$ ). Вследствие этого  $\alpha$ -частицы и протоны равной скорости имеют почти одинаковые пробеги, ибо  $\alpha$ -частица в 4 раза быстрее теряет энергию, но ее начальная энергия как раз во столько же раз больше.

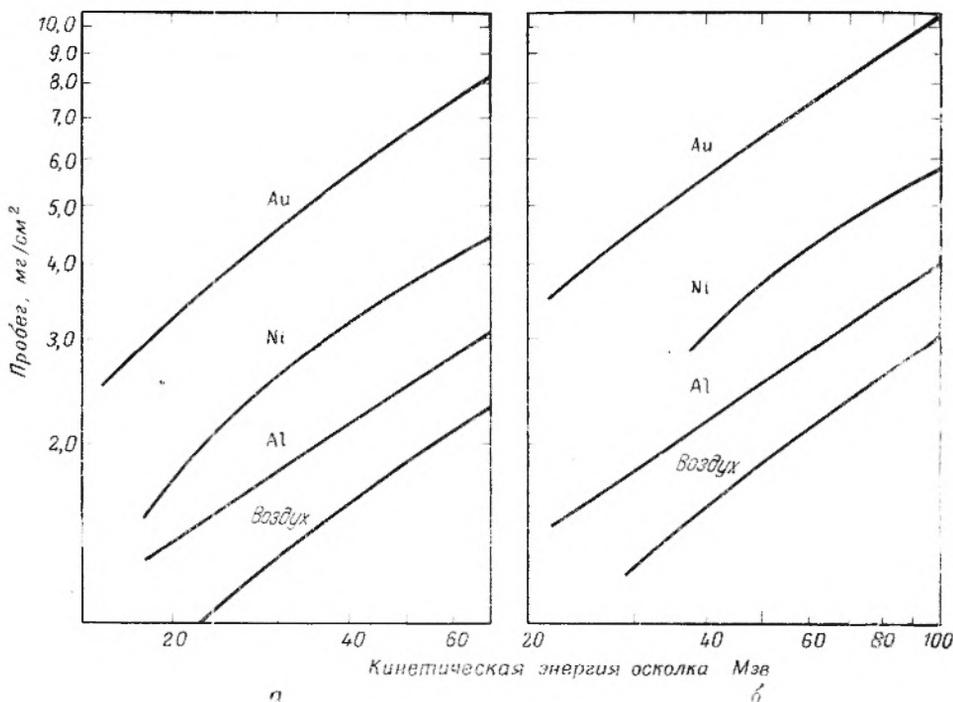
В общем случае пробег любого иона  $R_{z, M, E}$ , имеющего заряд  $z$ , массу (массовое число)  $M$ , энергию  $E$ , связан с пробегом протона приближенным соотношением\*

$$R_{z, M, E} = \frac{M}{z^2} R_{p, E/M}, \tag{10}$$

\* Действительно,  $R \sim E \int \frac{dE}{dx}$ , а  $\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{v^2} \sim \frac{Mz^2}{E}$ . Поэтому  $R_z \sim \frac{E^2}{Mz^2}$  и  $R_z/R_p = \frac{(E/E_1)^2}{Mz^2}$ . При равной скорости ( $v = v_1$ ),  $E/E_1 = M$  и  $\frac{R_z}{R_p} = \frac{M}{z^2}$ , т. е.  $R_{z, M, E} = \frac{M}{z^2} R_{p, E_1 = E/M}$ . — Прим. ред.



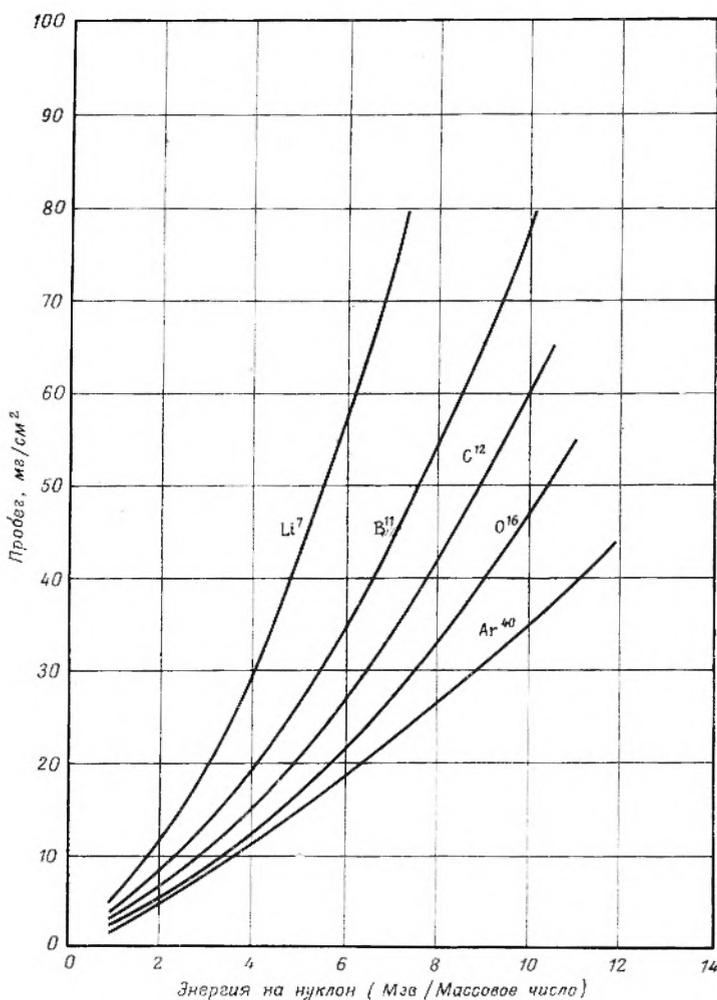
Р и с. 22. «Кривая Брэгга» для осколков деления.



Р и с. 23. Зависимость пробега осколков деления от их энергии [7]: а — тяжелые осколки, центр группы  $A \cong 139$ ; б — легкие осколки, центр группы  $A \cong 95$ .

где  $R_{p,E/M}$  — пробег протона с начальной энергией  $E/M$ . Выражение (10) позволяет оценить лишь нижний предел величины пробега тяжелого многозарядного иона; по мере замедления ион захватывает электроны, что уменьшает его эффективный заряд  $z$  и приводит к увеличению пробега.

Осколки деления имеют  $M \cong 100$ ,  $Z \cong 45$  и начальную энергию  $E \cong 100$  Мэв. Если бы осколок потерял все электроны, то он имел бы очень большой заряд  $z = Z$  и весьма малый пробег  $\sim 0,14$  мг/см<sup>2</sup>, т. е. примерно 1 мм в воздухе. Реальные пробеги осколков, образующихся при делении урана под действием тепловых нейтронов, составляют 1,9—2,9 см в воздухе. Кривая зависимости удельной ионизации от величины остаточ-



Р и с. 24. Зависимость пробега в алюминии некоторых тяжелых ионов от их энергии [4].

ного пробега осколка показана на рис. 22. По-видимому, осколки деления теряют не все электроны, а только те, орбитальная скорость которых меньше скорости осколка; тогда вокруг ядра должны сохраняться электроны, энергия связи которых больше примерно  $1 \text{ кэв}$  \*. Начальный заряд осколка деления  $z$  составляет примерно 20, а по мере торможения уменьшается до  $z \approx 0$  при  $E \approx 1 \text{ Мэв}$  (приблизительно за 3 мм до конца пробега). Относительные тормозные способности различных веществ для осколков деления почти те же, что и для  $\alpha$ -частиц.

На рис. 23 приведены кривые, характеризующие зависимость пробега осколков деления от их энергии [7]. Две группы кривых (а и б) соответ-

\* Кинетическая энергия орбитального электрона (которая равна его энергии связи), обладающего скоростью, равной скорости осколка, в нерелятивистском приближении равна энергии осколка, умноженной на отношение масс электрона и осколка. Если энергия осколка деления равна  $100 \text{ Мэв}$ , а масса  $M = 100$ , то энергия связи соответствующего электрона равна  $100 \cdot 10^6 \cdot (0,00055/100) = 550 \text{ эв}$ .

ствуют типичным представителям легкой и тяжелой групп осколков; отдельные кривые относятся к определенным поглотителям (от воздуха до золота).

Кривые зависимости пробег — энергия для ряда других быстрых ионов [4], более тяжелых, чем  $\alpha$ -частицы, но более легких, чем осколки деления, представлены на рис. 24. И в этом случае относительные тормозные способности различных веществ такие же, как для  $\alpha$ -частиц. Критический обзор теоретических и экспериментальных данных относительно пробегов ионов, более тяжелых, чем  $\alpha$ -частицы, содержится в работе [8]. Специальный интерес представляет вопрос о пробегах ионов с настолько малыми начальными энергиями, что энергетические потери обусловлены в основном упругими атомными соударениями («ядерное торможение»). Этот вопрос детально рассматривается в работе [9].

**Разброс пробегов.** Выражение (5) определяет лишь средние значения величин удельных потерь энергии. В действительности имеют место флуктуации как в потере энергии при одном соударении, так и в числе соударений на единице пути частицы в веществе. Флуктуации в доле энергии, теряемой при одном соударении, делаются больше при относительно малых скоростях ионов в тех энергетических областях, где превалирует механизм «ядерных потерь» и где играют роль процессы попеременного захвата и потери электронов (флуктуация заряда). Кроме того, в результате упругого рассеяния частица отклоняется от линейной траектории, и ее реальный путь в веществе оказывается больше пробега, измеряемого в направлении первоначального движения. В результате всех этих процессов тождественные вначале заряженные частицы, образующие падающий на поглотитель моноэнергетический пучок, имеют не совсем одинаковые пробеги. В действительности наблюдается некоторое распределение пробегов  $S$  («страгглингом»); эта величина представляет собой разность между средним и экстраполированным пробегами. Для протонов с  $E_0 = 8—500$  Мэв относительный разброс пробегов в воздухе,  $\frac{S}{R} \cdot 100$  ( $R$  — средний пробег), лежит в пределах 1,9—1,1%; при увеличении энергии в 4 раза разброс уменьшается примерно на 0,3%.

Для любых других частиц (заряд иона  $z$ , масса  $M$ ) разброс пробегов ( $S_{z,M}$ ) можно приближенно вычислить с помощью следующего выражения:

$$S_{z,M} = \frac{\sqrt{M}}{z^2} S_{1,1}, \quad (11)$$

где  $S_{1,1}$  — разброс пробегов протонов, обладающих той же начальной скоростью, что и данная заряженная частица. Выражение (11) справедливо, если частица на протяжении почти всего пробега находится в полностью ионизированном состоянии. Так, например, его можно применять для  $\alpha$ -частиц с энергией 40 Мэв, но нельзя использовать для осколков деления. В другом предельном случае, когда торможение тяжелых ионов обусловлено в основном ядерными соударениями, критерием разброса пробегов может служить отношение дисперсии к квадрату среднего пробега, которое, согласно работе [9], приблизительно равно  $\frac{2}{3} \cdot \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$ , где  $M_1$  и  $M_2$  — массы тяжелого иона и атомов среды соответственно. Такой способ оценки разброса пробегов применим при  $E \lesssim 1$  Мэв для частиц с атомным номером  $Z \gtrsim 35$ , которые движутся в среде с таким же  $Z$ .

## Б. ЭЛЕКТРОНЫ

Процессы, вызывающие потери энергии. Взаимодействие электронов с веществом во многих отношениях сходно с взаимодействием с поглощающей средой  $\alpha$ -частиц и других ионов. В обоих случаях потери энергии обусловлены одними и теми же процессами. Действительно, средняя потеря энергии при образовании одной пары ионов и в случае электронов и в случае  $\alpha$ -частиц почти одинакова. (Для электронов, проходящих через воздух, эта величина равна 35 эв.) Первичная ионизация, вызываемая электроном, составляет только 20—30% полной ионизации; 70—80% приходится на долю вторичной ионизации.

Таблица 6

*Скорости и удельные ионизации  
в воздухе, соответствующие  
электронам различных энергий*

$E, \text{ Мэв}$	Скорость (в единицах скорости света $c$ )	Число пар ионов на $1,00 \text{ мг/см}^2$
$10^{-6}$	0,001979	0
$10^{-5}$	0,006257	0
$1,46 \cdot 10^{-4}$	0,0240	5950 (максимум)
$10^{-2}$	0,1950	~850
0,05	0,4127	154
0,10	0,5483	116
0,50	0,8629	50
0,70	0,9068	47
1,0	0,9411	46
2,0	0,9791	46
3,0	0,9893	47
4,0	0,9934	48
5,0	0,9957	49
10	0,9988	53
20	0,99969	57
50	0,999949	63
100	0,9999871	66

Однако имеются и некоторые различия во взаимодействии этих двух типов частиц с веществом. Во-первых, при данной энергии скорость электрона намного больше скорости  $\alpha$ -частицы (см. табл. 6) и, следовательно, удельная ионизация меньше. В табл. 6 приведены значения удельной ионизации в воздухе для электронов с различными энергиями. Наибольшая удельная ионизация, равная 5950 пар ионов на  $\text{мг/см}^2$ , наблюдается при энергии 146 эв ( $v = 0,024 c$ ), т. е. при значительно меньшей энергии, но несколько большей скорости, чем в максимуме кривой Брэгга для  $\alpha$ -частиц. При энергии электрона ниже 12,5 эв (ионизационный потенциал молекул кислорода) ионизация воздуха прекращается. Если двигаться от максимума в сторону больших энергий, то вблизи 1,4 Мэв кривая удельной ионизации проходит через плоский минимум. Последующее увеличение удельной ионизации связано с релятивистскими эффектами, которые обсу-

ждались в связи с формулой (5). Вследствие лоренцового сокращения длины быстрый электрон может ионизовать атом, даже если его траектория проходит на расстоянии нескольких молекулярных диаметров\*.

Электрон способен терять значительную долю своей энергии в результате одного соударения. Поэтому в случае электронов статистическое рассмотрение процессов потерь энергии значительно менее законно, чем в случае  $\alpha$ -частиц, и разброс пробегов более существен. При прохождении вначале монохроматического пучка электронов через вещество этот разброс еще более увеличивается в результате резко выраженного рассеяния электронов в различных направлениях. Вследствие этого при данной толщине поглотителя, расположенного на пути электронного пучка, различные электроны могут на самом деле проходить существенно различные пути. Отклонение на большие углы вызывается в основном ядерным рассеянием, но потери энергии практически полностью обусловлены взаимодействием с электронами.

Для электронов высокой энергии следует принимать во внимание еще один механизм энергетических потерь, а именно потерю энергии в результате испускания излучения (тормозное излучение) при изменении скорости электрона в поле ядра. При прохождении электронов через вещество с атомным номером  $Z$  отношение потерь энергии за счет излучения к ионизационным потерям приблизительно равно  $\frac{EZ}{\alpha v^2 c}$ , где  $E$  — энергия электронов в  $Mэв$ . Таким образом, в тяжелых веществах типа свинца потери энергии на излучение делаются заметными уже при  $E = 1 Mэв$ , в то время как в легких веществах (воздух, алюминий) в области энергий, соответствующих  $\beta$ -частицам радиоактивных изотопов, эти потери несущественны.

Как известно, ядерные  $\beta$ -частицы имеют сплошной энергетический спектр; это еще более усложняет теоретический анализ поглощения  $\beta$ -частиц в веществе.

**Поглощение  $\beta$ -частиц.** Комбинация двух факторов, характерных для  $\beta$ -частиц, а именно непрерывного спектра и рассеяния в веществе, приводит — совершенно случайно — к примерно экспоненциальному закону поглощения  $\beta$ -частиц с данной максимальной энергией. Поэтому кривые поглощения, т. е. кривые зависимости активности от толщины поглотителя, обычно строят в полулогарифмических координатах. Примерно экспоненциальное уменьшение наблюдается и для числа  $\beta$ -частиц и для удельной ионизации, хотя абсорбционные кривые, полученные с помощью счетчиков и ионизационных камер, не являются совершенно идентичными. Точная форма кривой поглощения зависит от характера  $\beta$ -спектра, а также — вследствие эффекта рассеяния — от взаимного геометрического расположения активного образца, поглотителя и датчика (детектора). Если образец и поглотитель расположены возможно более близко к детектору (например, к счетчику), кривая поглощения, построенная в полулогарифмических координатах, становится почти точно прямой линией; в противном случае обычно наблюдается некоторая кривизна. Если радиоактив-

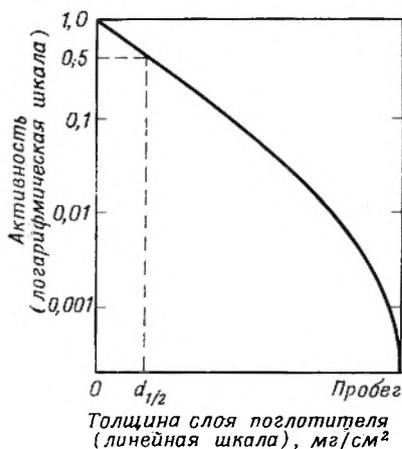
\* Это влечет за собой несколько неожиданное следствие: на величину удельной ионизации и пробега может влиять в некоторой степени физическое состояние поглощающего вещества. Например, в жидком воздухе из-за диэлектрической поляризации удельная ионизация, по-видимому, должна быть ниже, чем указано в табл. 6, примерно на 10% при  $E = 10 Mэв$  и на 20% при  $E = 100 Mэв$  (если работа ионизации в жидком воздухе, как и в газообразном, равна  $35 эв$  на пару ионов).

ный источник испускает  $\beta$ -частицы, принадлежащие к двум различным спектрам с существенно различными максимальными энергиями, то это можно заметить по изменению наклона кривой поглощения. Такая кривая поглощения примерно аналогична полулогарифмической кривой распада сложной активности, состоящей из двух изотопов с различными периодами полураспада.

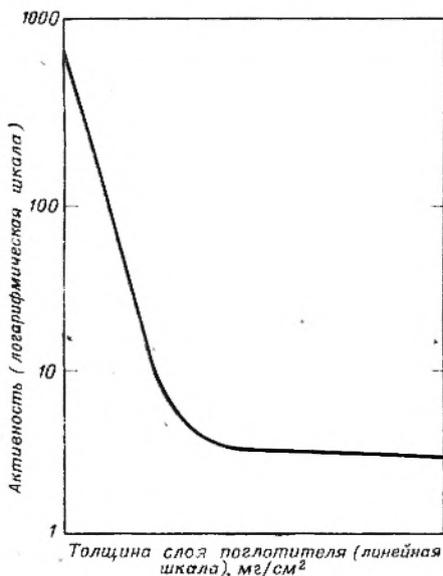
**Определение пробегов  $\beta$ -частиц.**

Обычно целью абсорбционных измерений является определение максимальной энергии  $\beta$ -спектра. Надо сразу сказать, что точные определения максимальных энергий  $\beta$ -спектров могут быть осуществлены только с помощью  $\beta$ -спектрографов, но все же во многих случаях простые абсорбционные измерения дают достаточно удовлетворительные результаты.

Для оценки величины максимальной энергии  $\beta$ -спектра необходимо определить пробег в поглотителе наиболее быстрых частиц. Тот факт, что каждому  $\beta$ -спектру соответствует определенный пробег, свидетельствует о том, что абсорбционная кривая не может на всем своем протяжении оставаться экспоненциальной, а должна в конце концов изогнуться вниз, по направлению к  $-\infty$  (в полулогарифмических координатах, см. рис. 25). Отношение пробега  $R$  (слоя полного поглощения) к толщине полупоглощенного слоя алюминия  $d_{1/2}$  (измеренному в начальной части кривой) обычно лежит в пределах от 5 до 10. Практически вследствие наличия наряду с  $\beta$ -частицами более проникающего излучения кривая поглощения в полулогарифмических координатах никогда не стремится к  $-\infty$  и может даже не изгибаться в этом направлении. Даже если  $\beta$ -излучающий источник не испускает ни ядерного  $\gamma$ -излучения, ни характеристических рентгеновских лучей, всегда присутствует некоторый фон тормозного излучения, обусловленный



Р и с. 25. Идеализованная кривая поглощения  $\beta$ -частиц (полулогарифмический график).



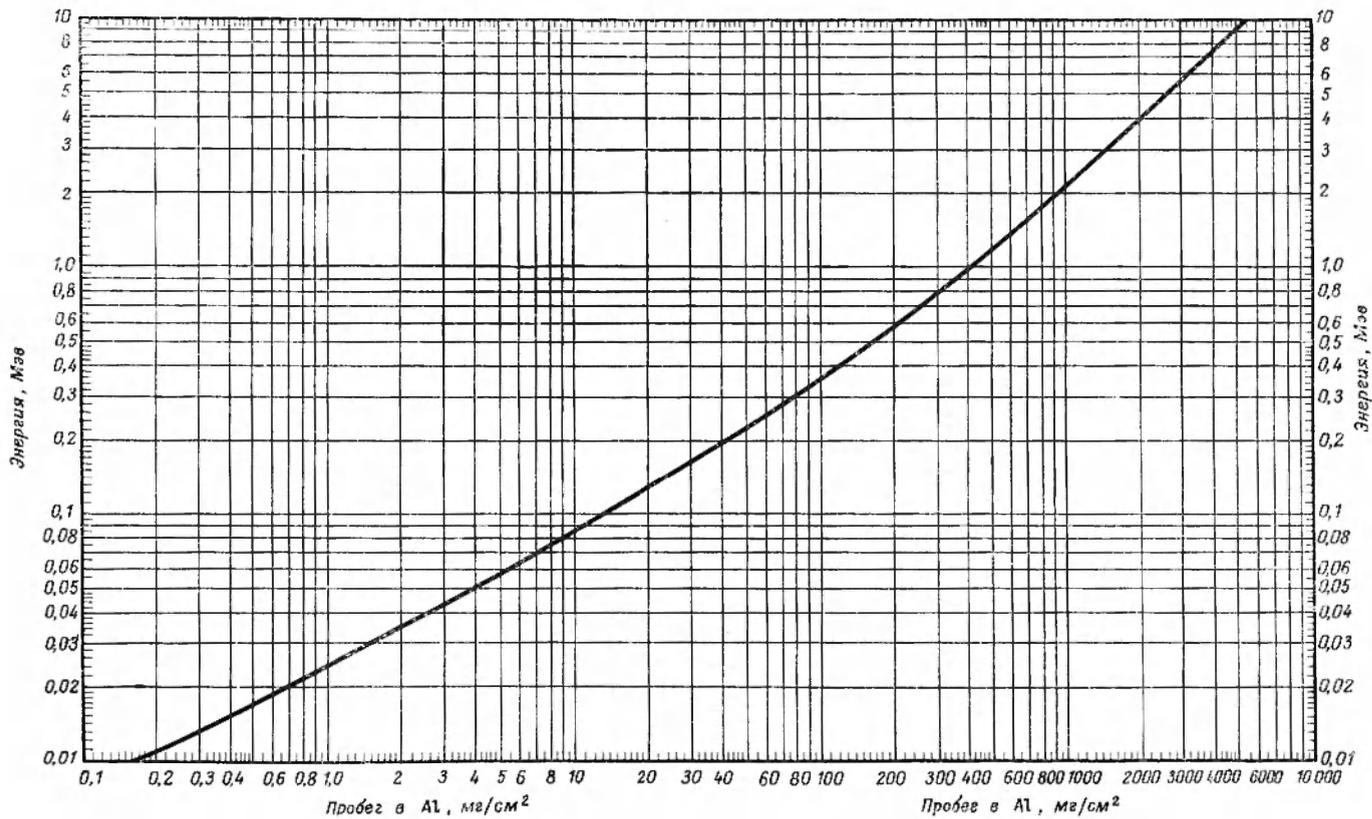
Р и с. 26. Типичная кривая поглощения  $\beta$ -частиц в алюминии (полулогарифмический график). Присутствует  $\gamma$ -компонент.

замедлением  $\beta$ -частиц в поглотителе и образце. Если в качестве поглотителей используются элементы с низкими  $Z$ , то разница в наклонах кривых поглощения, соответствующих  $\beta$ -частицам и  $\gamma$ - или  $X$ -лучам, выражена особенно четко. В этом случае на кривой поглощения наблюдается довольно резкий излом, соответствующий переходу от поглощения  $\beta$ -частиц к фотонному «хвосту» (рис. 26). По этой причине при получении кривых поглощения  $\beta$ -частиц всегда используют поглотители с низким атомным номером. Обычно для этой цели применяют алюминий или различные пластмассы; для отделения  $\beta$ -частиц от мягких рентгеновских лучей особенно пригодны бериллиевые поглотители. (Пробеги  $\beta$ -частиц, выраженные в  $mc/cm^2$ , мало зависят от характера поглотителя, в то время как поглощение электромагнитного излучения быстро возрастает с увеличением  $Z$ , как это будет показано в разделе В.)

Относительные эффективности счета  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов различны для различных измерительных приборов и зависят от энергии излучения. В случае счетчиков и ионизационных камер эффективность счета  $\beta$ -частиц обычно примерно в 100 раз больше эффективности счета  $\gamma$ -квантов с энергией 1  $Mэв$ . Счетность для  $\gamma$ -квантов с энергией от нескольких сот  $kэв$  до нескольких  $Mэв$  приблизительно пропорциональна энергии. Таким образом, если эмиссия  $\beta$ -частиц сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов, то типичная кривая поглощения  $\beta$ -частиц имеет  $\gamma$ -«хвост» с интенсивностью порядка 1% начальной  $\beta$ -активности. «Хвост» чистого тормозного излучения обычно не крайней мере на порядок меньше и составляет около 0,05% или менее начальной  $\beta$ -активности. Если поглощаются позитроны, то, помимо уже упоминавшихся типов электромагнитных излучений, всегда существует фон, обусловленный аннигиляционным излучением и составляющий (при употреблении обычных датчиков) около 1% начальной  $\beta^+$ -активности.

Максимальный пробег  $\beta$ -частиц может быть определен по экспериментально полученной кривой поглощения различными путями. Простое визуальное рассмотрение дает для точки перехода  $\beta$ -активности в  $\gamma$ - или  $X$ -фон лишь грубое, обычно заниженное значение. Чем ниже фон, обусловленный  $\gamma$ - или  $X$ -лучами, тем лучше результаты, достигаемые с помощью визуального метода. Иногда можно получить более точные результаты путем вычитания из полной активности фона проникающего излучения, в результате чего получаются кривые, подобные приведенной на рис. 25. Более надежным методом определения пробегов  $\beta$ -частиц по кривым поглощения является сравнительный метод, предложенный Физером [10]. Согласно этому методу, анализируемая кривая поглощения сравнивается с полученной в тех же условиях кривой поглощения  $\beta$ -частиц, испускаемых стандартным  $\beta$ -эмиттером. Впоследствии этот метод был развит и уточнен Блеулером и Цюнти [11].

**Соотношение пробег — энергия.** Если пробег  $\beta$ -частиц или электронов конверсии известен, то для определения их максимальной энергии используют соотношения, связывающие пробег с энергией. Было предложено много эмпирических зависимостей такого рода. Широкое распространение получило предложенное Физером выражение  $R = 0,543E - 0,160$ , справедливое для энергий, превышающих 0,6  $Mэв$ ; здесь  $E$  — максимальная энергия  $\beta$ -частиц в  $Mэв$ , а  $R$  — пробег в алюминии в  $g/cm^2$ . Это соотношение применимо до  $E \approx 15 Mэв$ . В области низких энергий (меньших 0,7  $Mэв$ ) лучше всего пользоваться непосредственно кривой зависимости пробег — энергия, приведенной на рис. 27.



Р и с. 27. Зависимость пробега в алюминии ядерных  $\beta$ -частиц и монохроматических электронов от их энергии.

**Обратное рассеяние.** Как уже указывалось выше, рассеяние электронов — и на ядрах и на электронах — значительно более резко выражено, чем в случае тяжелых частиц. В результате единичных или многократных актов рассеяния весьма значительная доля электронов, падающих на образец, может отклоняться более чем на  $90^\circ$ , т. е. отражаться. Интенсивность отраженного пучка возрастает с увеличением толщины отражающего образца до тех пор, пока толщина не достигнет примерно  $1/3$  пробега электронов; дальнейшее увеличение толщины образца уже не приводит к увеличению числа отраженных электронов — наступает насыщение. Отношение активности, измеренной в присутствии отражателя, к реальной  $\beta$ -активности образца называется коэффициентом обратного рассеяния. Коэффициент обратного рассеяния при «бесконечно толстом» отражателе (условие насыщения) начиная с  $E \approx 0,6 Mэв$ , по существу, не зависит от величины максимальной энергии  $\beta$ -частиц, но несколько возрастает с увеличением  $Z$  отражающего вещества. Этот коэффициент равен  $\sim 1,3$  для алюминия и  $\sim 1,8$  для свинца. Точное численное значение коэффициента обратного рассеяния зависит от геометрического расположения образца, отражателя и счетчика, и в каждом конкретном случае его надо определять заново. Следует также иметь в виду, что коэффициенты обратного рассеяния электронов и позитронов равной энергии могут несколько отличаться друг от друга.

## В. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

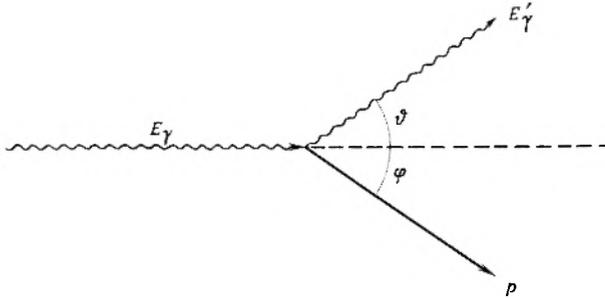
**Процессы, вызывающие потери энергии** [23]. Удельная ионизация, вызываемая  $\gamma$ -лучами, примерно в 10—100 раз меньше, чем создаваемая электронами той же энергии. Поэтому пробеги  $\gamma$ -лучей намного больше пробегов  $\beta$ -частиц. Средняя потеря энергии  $\gamma$ -лучей при образовании одной пары ионов та же, что и в случае  $\beta$ -частиц; в воздухе она равна 35 эв. Ионизация, наблюдаемая при прохождении  $\gamma$ -лучей (и рентгеновских лучей) через вещество, почти целиком обусловлена вторичными процессами: она связана с тремя рассматриваемыми ниже процессами.

В области низких энергий наиболее важным из процессов, обуславливающих потерю энергии  $\gamma$ - и особенно  $X$ -лучей, является фотоэффект. При фотоэффекте квант электромагнитного излучения с энергией  $h\nu$  выбивает из атома или молекулы связанный электрон и сообщает ему энергию  $h\nu - b$  (где  $b$  — энергия связи электрона); при этом квант излучения полностью исчезает. В силу законов сохранения часть импульса получает остаток атома.

В энергетической области, соответствующей характеристическим  $X$ -лучам, вероятность фотоэлектрического поглощения изменяется не монотонно; наблюдаются резкие скачки при энергиях, равных энергиям связи  $K$ -,  $L$ - и т. д. электронов в атомах поглощающего вещества. Если энергия фотона больше энергии связи  $K$ -электрона, то фотоэлектрическое поглощение происходит преимущественно в  $K$ -оболочке; поглощение в  $L$ -оболочке не превышает примерно 20%, а вклад более удаленных оболочек еще значительно меньше. Если  $h\nu$  существенно больше, чем энергия связи  $K$ -электрона, то при дальнейшем увеличении энергии ( $E_\gamma$ ) фотоэлектрическое поглощение сначала уменьшается очень быстро (приблизительно как  $E_\gamma^{-7/2}$ ), а затем более медленно (в конце концов как  $E_\gamma^{-1}$ ). Вероятность фотоэффекта приблизительно пропорциональна  $Z^5$ . Энергия  $E_{\gamma_0}$ , при которой вклад фотоэффекта в поглощение  $\gamma$ -лучей не превышает 5%, состав-

ляет 0,15 Мэв для алюминия, 0,4 Мэв для меди, 1,2 Мэв для олова и 4,7 Мэв для свинца. Таким образом, за исключением наиболее тяжелых элементов, роль фотоэлектрического поглощения становится малосущественной уже при  $E_\gamma \gtrsim 1$  Мэв.

Ионизация, вызываемая фотонами малой энергии, в значительной степени объясняется ионизирующим действием фотоэлектронов. Фотоэффект часто используют для определения энергии  $\gamma$ -лучей. С этой целью полную



Р и с. 28. Схема комптоновского рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне.

ионизацию, создаваемую фотоэлектронами, измеряют с помощью пропорционального или сцинтилляционного счетчика. В другом варианте с помощью  $\beta$ -спектрометра измеряют энергию фотоэлектронов, выбиваемых из тонкой фольги; последнюю помещают над  $\gamma$ -активным образцом и называют «радиатором» или «конвертором». Для преобразования  $\gamma$ -лучей в фотоэлектроны употребляют фольги, изготовленные из элементов с высоким атомным номером (например, золото).

Вместо того чтобы отдавать всю свою энергию связанному электрону, фотон может передавать электрону лишь часть энергии, причем в этом случае электрон может быть как связанный, так и свободный. При этом процессе фотон не только теряет часть энергии, но и отклоняется от первоначального направления. Этот процесс называется эффектом Комптона или комптоновским рассеянием. Он схематически представлен на рис. 28. Соотношение между величиной потери энергии и углом рассеяния можно получить исходя из законов сохранения энергии и импульса. Связь между величиной *полной* энергии  $E$  и импульсом  $p$  в релятивистской форме (см. приложение Б) определяется выражением

$$E = (E_0^2 + c^2 p^2)^{1/2}, \tag{12}$$

где  $E_0 = m_0 c^2$  — энергия покоящейся частицы ( $m_0$  — масса покоя,  $c$  — скорость света). Напомним, что у фотона масса покоя равна нулю.

Согласно схеме рис. 28,  $E_\gamma$  — энергия падающего  $\gamma$ -кванта;  $E'_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта, рассеянного на угол  $\vartheta$ ;  $p$  — импульс электрона после акта рассеяния;  $\varphi$  — угол, который составляет траектория электрона с направлением первоначального движения  $\gamma$ -кванта. Считается, что до столкновения с  $\gamma$ -квантом электрон является покоящимся. Энергия покоящегося электрона равна  $E_0 = m_0 c^2 = 0,511$  Мэв.

В силу закона сохранения энергии должно выполняться равенство

$$E_\gamma + E_0 = E'_\gamma + (E_0^2 + c^2 p^2)^{1/2}. \tag{13}$$

Из закона сохранения импульса следует

$$E_\gamma/c = (E'_\gamma/c) \cos \vartheta + p \cos \varphi \tag{14}$$

II

$$(E'_\gamma/c) \sin \vartheta - p \sin \varphi. \quad (15)$$

Возводя уравнения (14) и (15) в квадрат и используя равенство  $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$ , исключим угол  $\varphi$ . В результате получим выражение

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos \vartheta + (E'_\gamma)^2 = c^2 p^2. \quad (16)$$

Подставив равенство (16) в уравнение (13), после простых преобразований получим искомое соотношение, связывающее величину энергии рассеянного кванта с углом рассеяния

$$\frac{1}{E'_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma} = \frac{1 - \cos \vartheta}{E_0}. \quad (17)$$

Поскольку энергия кванта  $E_\gamma$  связана с длиной волны  $\lambda$  соотношением  $E = h\nu = hc/\lambda$ , то выражение (17) можно записать в другой форме:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \vartheta). \quad (18)$$

Величину  $\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \cdot 10^{-10}$  см называют комптоновской длиной волны электрона. Из уравнения (18) следует, что максимальная длина волны  $\lambda'$  (минимальная энергия кванта  $E'_\gamma$ ) должна наблюдаться при рассеянии «назад» ( $\cos \pi = -1$ ). Согласно уравнению (17), минимальная энергия рассеянного кванта равна

$$(E'_\gamma)_{\min} = \frac{E_0}{2} \frac{1}{1 + E_0/2E_\gamma}. \quad (19)$$

Если энергия падающего  $\gamma$ -кванта достаточно велика ( $E_\gamma \gg \frac{1}{2} E_0$ ), то минимальная энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта  $(E'_\gamma)_{\min}$  практически не зависит от  $E_\gamma$  и приблизительно равна  $\frac{1}{2} E_0 \approx 250$  кэв. Поэтому при исследовании жестких  $\gamma$ -лучей с помощью сцинтилляционного спектрометра в области  $\leq 250$  кэв всегда обнаруживается «пик обратного рассеяния», связанный с эффектом Комптона в *окружающем материале*, а между фотопиком и сплошным комптоновским спектром наблюдается провал шириной  $< 250$  кэв, отвечающий энергии, уносимой  $\gamma$ -квантами, которые рассеиваются назад в самом *кристалле*. Комptonовское рассеяние в расчете на один электрон не зависит от  $Z$ , и поэтому коэффициент рассеяния, рассчитанный на атом, пропорционален  $Z$ . Для энергий, превышающих  $0,5$  Мэв, этот коэффициент приблизительно пропорционален  $E_\gamma^{-1}$ . Таким образом, с увеличением энергии вероятность комптоновского рассеяния уменьшается значительно медленнее, чем вероятность фотоэлектрического поглощения (по крайней мере в области средних энергий, не превышающих  $1-2$  Мэв). Даже в случае такого тяжелого элемента, как свинец, комптоновское рассеяние является доминирующим процессом при  $E_\gamma = 0,6-4$  Мэв.

Третий процесс поглощения электромагнитного излучения обусловлен образованием пар (см. гл. II). Возникновение электронно-позитронных пар не может происходить при  $E_\gamma < 1,02$  Мэв. При увеличении энергии свыше  $1,02$  Мэв атомное сечение процесса образования пар сначала увеличивается очень медленно и, начиная примерно с  $4$  Мэв, делается приблизительно пропорциональным  $\lg E_\gamma$ . Оно также пропорционально  $Z^2$ . В области высоких энергий, где образование пар является преобладающим процессом, энергию  $\gamma$ -лучей лучше всего определять путем измерения полной энергии электронно-позитронных пар. Процесс образования пар всегда сопровождается аннигиляцией позитронов, обычно с одновременным

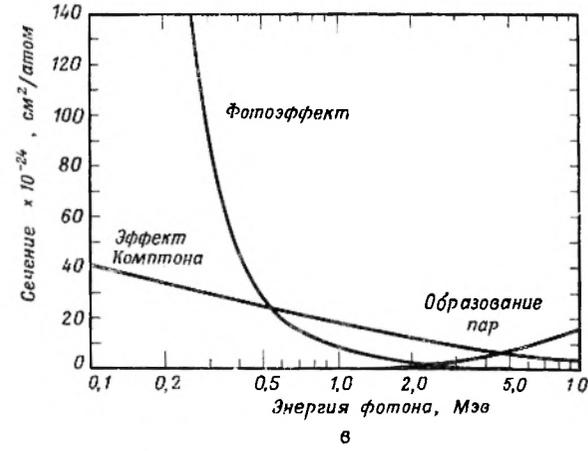
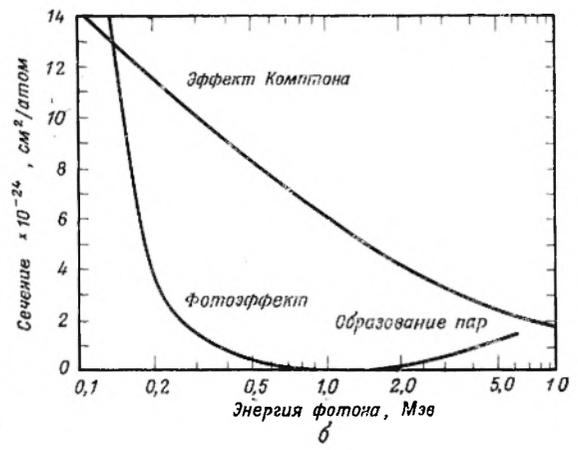
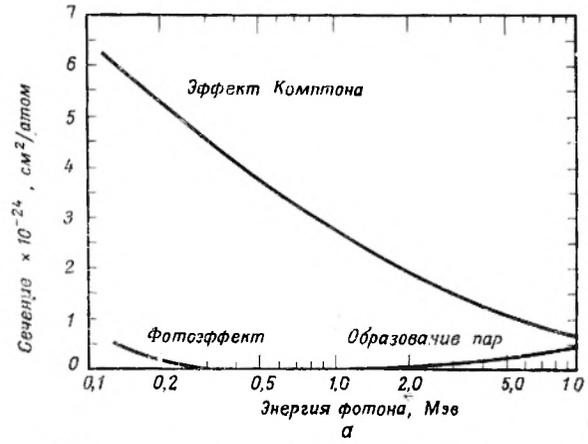


Рис. 29. Зависимость от энергии сечений фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар в а) алюминии, б) меди, в) свинце [12].

испусканием двух фотонов с  $E_\gamma = 0,51 \text{ Мэв}$ . Поэтому поглощение жестких  $\gamma$ -лучей в результате возникновения пар всегда связано с одновременным появлением вторичного  $\gamma$ -излучения низкой энергии.

За исключением сечения фотоэффекта при очень низких энергиях, атомные сечения всех трех рассмотренных процессов увеличиваются с возрастанием  $Z$ . Поэтому тяжелые элементы более эффективно поглощают электромагнитное излучение, чем легкие (в расчете на одинаковое число атомов). Чаще всего для поглощения  $\gamma$ -лучей используется свинец. Так как с увеличением энергии  $\gamma$ -лучей вероятность фотоэффекта и эффекта Комптона уменьшается, а вероятность образования пар увеличивается, то полное поглощение  $\gamma$ -лучей в данном элементе при определенной энергии имеет минимум. Так, например, в случае свинца этот минимум поглощения (или максимум прозрачности) имеет место при энергии  $\gamma$ -лучей около  $3 \text{ Мэв}$ , а для меди и алюминия соответственно около  $10$  и  $22 \text{ Мэв}$ . Зависимость от энергии атомных сечений фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар для Al, Cu и Pb показана на рис. 29.

**Определение энергии фотонов методом поглощения.** Все три рассмотренные выше процесса вызывают экспоненциальное ослабление интенсивности  $\gamma$ -излучения (если иметь в виду только  $\gamma$ -кванты с начальной энергией). Таким образом, интенсивность  $I_d$ , измеренная при помещении между источником и детектором поглотителя толщиной  $d$ , определяется выражением  $I_d = I_0 e^{-\mu d}$ , где  $I_0$  — интенсивность, измеренная в отсутствие поглотителя, а  $\mu$  — коэффициент поглощения, который равен сумме трех коэффициентов, соответствующих фотоэффекту, эффекту Комптона и процессу образования пар. Слой поглотителя, при прохождении через который интенсивность  $\gamma$ -лучей уменьшается до половины первоначального значения,  $I_d = \frac{1}{2} I_0$ , называется слоем половинного поглощения  $d_{1/2}$ . Толщина слоя половинного поглощения связана с коэффициентом поглощения соотношением  $d_{1/2} = 0,693/\mu$ . Толщину поглотителя часто выражают в единицах поверхностной плотности  $\rho d$ , измеряемой в  $\text{г/см}^2$  ( $\rho$  — плотность). Тогда  $I_d = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho d}$ , где  $\mu/\rho$  — массовый коэффициент поглощения. За исключением случая чистого фотоэффекта, в общем совсем не просто создать такие экспериментальные условия, когда можно было бы проследить за ослаблением интенсивности только тех  $\gamma$ -квантов, которые имеют начальную энергию. Для этого необходимо или обеспечить очень «хорошую» геометрию\*, или располагать детектором, чувствительным лишь в узкой энергетической области. В большинстве случаев измерительный прибор регистрирует также и вторичное излучение, возникающее в результате комптоновского рассеяния и образования пар. Это может привести к отклонению от чисто экспоненциальной зависимости (если только поглотитель не является настолько толстым, что достигается равновесие между первичным и вторичным излучениями). Приближенно экспоненциальный характер поглощения  $\gamma$ - и рентгеновских лучей позволяет использовать кривые поглощения для определения энергии электромагнитного излучения. Для построения кривых поглощения между источником и детектором помещают слои поглотителя различной толщины и определяют зависимость интенсивности излучения от толщины слоя.

\* Под этим понимается такая геометрия опыта, когда расстояние между источником и поглотителем и между поглотителем и детектором достаточно велико.

Кривые поглощения электромагнитного излучения строятся в полуподлогарифмических координатах. В случае монохроматического излучения и правильно выбранного экспериментального устройства при таких построениях получаются линии, остающиеся прямыми в пределах изменения интенсивности излучения в 10—20 раз. Если в излучении присутствуют

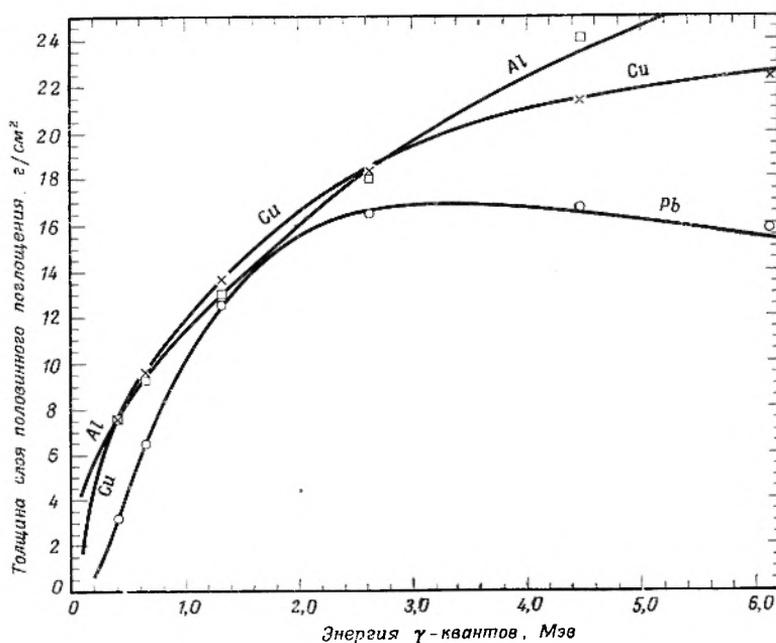
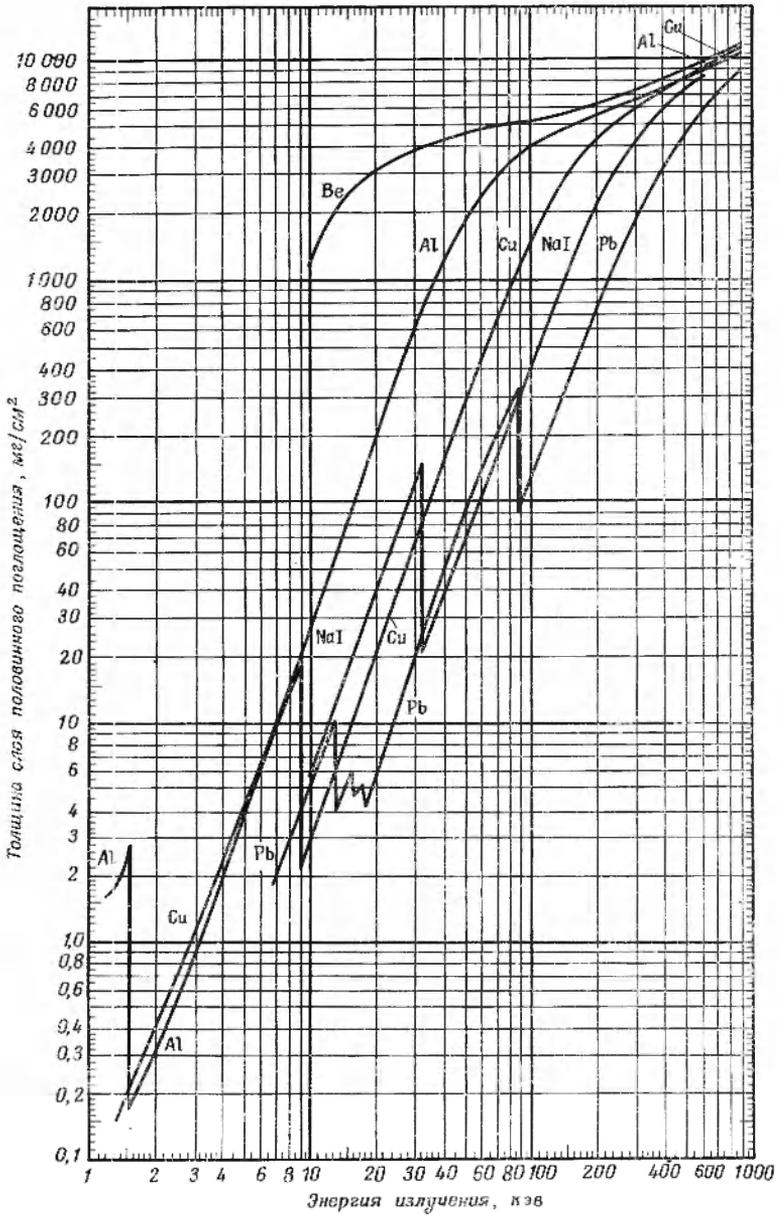


Рис. 30. Зависимость толщины слоя половинного поглощения (Al, Cu, Pb) от энергии  $\gamma$ -квантов (область высоких энергий). (Кривые построены согласно вычисленным коэффициентам поглощения [12]. Значками ( $\square$  Al,  $\times$  Cu,  $\circ$  Pb) представлены экспериментальные данные [13].)

два  $\gamma$ -компонента, энергии которых различаются по крайней мере вдвое, то суммарную кривую поглощения часто можно разложить на две прямые аналогично тому, как это делается при анализе сложной кривой распада. Точный анализ абсорбционной кривой, состоящей более чем из двух компонентов, обычно невозможен. При использовании несложных экспериментальных устройств стремятся активный источник и поглотители располагать по возможности дальше от детектора, чтобы предотвратить попадание в него большей части рассеянных квантов и вторичных электронов. Вблизи детектора помещают дополнительный поглотитель, изготовленный из вещества с низким  $Z$ , который служит для задержки основной части вторичных электронов, а также испускаемых источником  $\beta$ -частиц.

Наиболее удобным для измерения параметром кривой поглощения электромагнитного излучения является толщина слоя половинного поглощения; его обычно и сопоставляют с энергией излучения. Кривые зависимости толщины слоя половинного поглощения в различных веществах от энергии фотонов приведены на рис. 30 ( $E_\gamma = 0,2—6$  Мэв) и рис. 31 ( $E_\gamma = 1—800$  кэв). Следует иметь в виду, что вследствие наличия минимума на кривой зависимости поглощения  $\gamma$ -излучения от его энергии данная толщина слоя половинного поглощения может соответствовать двум различным значениям энергии. Так, например, слой половинного погло-



Р и с. 31. Зависимость толщины слоя половинного поглощения (Be, Al, Cu, Pb, NaI) от энергии электромагнитного излучения (область низких энергий) [14]. (Видны скачки поглощения, соответствующие K-электронам Al, Cu, I, Pb и L<sub>I</sub>-, L<sub>II</sub>-, L<sub>III</sub>-электронам Pb.)

ижения в свинце, равный  $15,5 \text{ г/см}^2$ , может соответствовать как энергии  $2,0 \text{ Мэв}$ , так и энергии  $\sim 5,9 \text{ Мэв}$ . Эту неопределенность всегда можно устранить путем исследования поглощения в двух различных веществах.

В некоторых случаях можно смешать кривые поглощения в алюминии мягких рентгеновских лучей и  $\beta$ -частиц. Из этого затруднения выходят, используя другой поглотитель, поскольку для  $X$ -лучей величина массового коэффициента поглощения сильно зависит от  $Z$ .

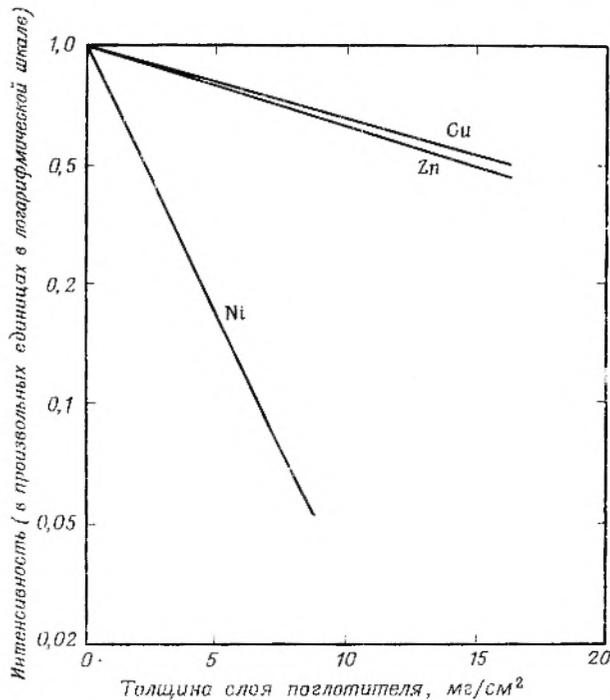
**Критическое поглощение рентгеновских лучей.** Выше уже упоминалось о резких изменениях коэффициентов поглощения при тех значениях энергии фотонов, которые соответствуют энергии связи электронов в атомах поглощающей среды. Наличие таких скачков поглощения и изменение их положения при переходе от элемента к элементу можно использовать для определения энергии характеристических рентгеновских лучей. Для того чтобы лучше уяснить основы так называемого метода критического поглощения, напомним, что испускание характеристических рентгеновских лучей обусловлено переходом электрона с одной из орбит на вакантное место в оболочке, расположенной ближе к ядру, например с  $L$ -оболочки на  $K$ -оболочку\*. С другой стороны, для того чтобы произошло фотоэлектрическое поглощение фотона, необходимо, чтобы его энергия была достаточна для преодоления энергии связи электрона на данном уровне и перевода его на один из внешних вакантных уровней или удаления из атома. Отсюда следует, что всякий элемент является плохим поглотителем своих собственных характеристических рентгеновских лучей. Действительно, энергия  $K_{\alpha}$ -излучения данного элемента равна разности энергий связи электрона на  $K$ - и  $L$ -уровнях и поэтому недостаточна для перевода электрона с  $K$ -уровня на один из свободных внешних уровней (или, тем более, для полного отделения от атома). Однако энергия связи электрона на данном уровне понижается с уменьшением  $Z$ . Вследствие этого энергия  $K_{\alpha}$ -излучения элемента  $Z$  может оказаться близкой (но несколько выше) к энергии связи электрона в  $K$ -оболочке одного из соседних элементов с более низким атомным номером; это приводит к избирательному поглощению излучения этим элементом (в отличие от элементов с более высокими значениями  $Z$ ). Таким образом, два рядом стоящих элемента обладают существенно различными коэффициентами поглощения данного  $X$ -излучения; поглощение в наиболее эффективном элементе называют критическим поглощением. Критическое поглощение может наблюдаться не только для  $K$ -линий, но также и для  $L$ -линий, особенно в случае тяжелых элементов.

В качестве примера рассмотрим поглощение  $K_{\alpha}$ -излучения цинка ( $Z = 30$ ), длина волны которого равна  $1,43 \text{ \AA}$  (энергия  $8,7 \text{ кэв}$ ). Эффективное фотоэлектрическое поглощение (скачки поглощения) в  $K$ -оболочке меди ( $Z = 29$ ) и никеля ( $Z = 28$ ) наблюдается соответственно при  $\lambda = 1,38 \text{ \AA}$  ( $9,0 \text{ кэв}$ ) и  $\lambda = 1,48 \text{ \AA}$  ( $8,4 \text{ кэв}$ ). Следовательно, никель в отличие от рядом стоящей меди является эффективным поглотителем данного характеристического рентгеновского излучения (рис. 32). С другой стороны,  $K_{\alpha}$ -излучение галлия ( $Z = 31$ ), имеющее длину волны  $1,34 \text{ \AA}$

\* По терминологии, принятой в спектроскопии рентгеновских лучей,  $X$ -излучение, возникающее при переходе с  $L$ -оболочки на  $K$ -оболочку, называется  $K_{\alpha}$ -излучением;  $K_{\alpha 1}$ - и  $K_{\alpha 2}$ -излучения соответствуют переходам с подуровней  $L$ -оболочки.  $X$ -излучение, возникающее при переходе электрона с  $M$ -оболочки на  $K$ -оболочку, называется  $K_{\beta}$ -излучением и т. д. Аналогично существует  $L_{\alpha}$ -,  $L_{\beta}$ - и т. д. рентгеновское излучение.

(9,3 кэв), хорошо поглощается и никелем и медью, но плохо — цинком, у которого критическое поглощение наблюдается при  $\lambda = 1,28 \text{ \AA}$  (9,7 кэв).

В литературе имеются таблицы как линий характеристических рентгеновских спектров [15], так и критических энергий, соответствующих скачкам поглощения [16], с помощью которых всегда можно подобрать подходящие поглотители и исследовать природу электромагнитного излучения, сопровождающего процессы радиоактивных превращений. Обычно предметом исследования являются  $K_{\alpha}$ -линии характеристического



Р и с. 32. Поглощение характеристических рентгеновских лучей цинка ( $K_{\alpha}$ ) в цинке, меди и никеле (по данным [15]).

излучения, но иногда, особенно в случае наиболее тяжелых элементов, приходится принимать во внимание также поглощение  $K_{\beta}$ - и  $L$ -излучений. В ходе исследования получают кривые поглощения в двух-трех соседних элементах; их сравнение, как правило, позволяет с достаточной определенностью установить энергию рентгеновского излучения и найти соответствующий данному излучению атомный номер. Следует иметь в виду, что при такого рода исследованиях не обязательно использовать в качестве поглотителей чистые элементы (что в некоторых случаях затруднительно по различным причинам). Можно применять также и соединения, содержащие необходимые элементы, при условии что другие компоненты соединений слабо поглощают данное рентгеновское излучение. Поскольку легкие элементы плохо поглощают  $X$ -лучи, в качестве поглотителей при исследовании критической абсорбции можно использовать оксиды, гидроксиды или карбонаты выбранного элемента.

Критическое поглощение иногда используют в целях идентификации процессов радиоактивного распада. Характеристическое рентгеновское

излучение характеризует заряд ядра атома (атомный номер  $Z$ ) в момент испускания излучения. Поэтому  $X$ -лучи, сопровождающие  $\beta^-$ -распад ядра, имеющего заряд  $Z$ , принадлежат элементу ( $Z + 1$ ); рентгеновское излучение, следующее за  $\beta^+$ -распадом или электронным захватом, испускается элементом ( $Z - 1$ ); излучение, связанное с внутренней конверсией при изомерных переходах, принадлежит элементу  $Z$ .

Исследование критического поглощения может оказаться полезным также и в тех случаях, когда экспериментатор располагает, например, пропорциональным счетчиком с анализатором импульсов или другим устройством, позволяющим определять энергию излучения со средней степенью разрешения. В этом случае с помощью специально подобранных поглотителей можно сильно ослабить одну из линий, чтобы устранить помехи при исследовании других.

### Г. НЕЙТРОНЫ

Нейтроны не имеют заряда, поэтому они чрезвычайно слабо взаимодействуют с электронами, и первичная ионизация, вызываемая нейтронами, пренебрежимо мала. Взаимодействие нейтронов с веществом практически определяется взаимодействием с ядрами, которое включает в себя упругое и неупругое рассеяние, такие ядерные реакции, как  $(n, \gamma)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$ , и деление. Эти процессы кратко рассматривались в гл. II и более подробно будут обсуждаться в гл. X. Здесь же только укажем, как процессы взаимодействия с ядрами могут быть использованы для обнаружения нейтронов и измерения их потоков. Для детекции быстрых нейтронов часто применяются протоны отдачи, возникающие при упругом рассеянии нейтронов в водородсодержащих веществах. Если на достаточном толстом слое парафина падают нейтроны с энергией  $1 \text{ Мэв}$ , то из слоя выходит около 7 протонов на каждые  $10^4$  нейтронов. При изменении энергии нейтронов отношение числа протонов к числу нейтронов изменяется приблизительно пропорционально энергии нейтронов. Энергия наиболее быстрых протонов отдачи равна энергии нейтронов.

Для обнаружения нейтронов можно использовать также ионизацию, вызываемую протонами или  $\alpha$ -частицами, образующимися в результате  $(n, p)$ - или  $(n, \alpha)$ -реакций. С этой целью ионизационные камеры и пропорциональные счетчики (описываемые в гл. V) заполняют, например, газообразным  $\text{BF}_3$  или их стенки покрывают бором и регистрируют заряженные частицы, возникающие при реакции  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ . Особенно эффективные результаты получаются при употреблении индивидуального изотопа  $\text{B}^{10}$ . Если камеру изнутри покрыть веществом, способным к делению, и поместить ее в нейтронный поток, то можно наблюдать ионизацию, вызываемую осколками, образующимися при делении.

Для детекции нейтронов часто используются также реакции радиационного захвата нейтронов, продуктами которых являются радиоактивные изотопы; в этом случае об интенсивности нейтронного потока судят по величине наведенной активности.

**Замедление нейтронов.** В гл. II уже сообщалось, что особенно эффективно вызывают ядерные реакции так называемые тепловые нейтроны, т. е. нейтроны, энергетическое распределение которых приблизительно соответствует распределению молекул газа при обычной температуре. Однако нейтроны, образующиеся в результате ядерных реакций, имеют

большие энергии (порядка  $M\bar{e}$ ). Поэтому много внимания было уделено теоретическим и экспериментальным исследованиям процессов замедления быстрых нейтронов до тепловых скоростей.

Быстрые нейтроны могут терять энергию в результате процессов упругого и неупругого рассеяния. Последний процесс может играть заметную роль в случае тяжелых ядер, но он делается неэффективным по достижении нейтроном области средних энергий и не приводит к образованию медленных нейтронов. Замедление нейтронов до тепловых скоростей происходит в основном в результате ряда последовательных упругих соударений с ядрами. Нейтрон с энергией  $E_0$  при упругом рассеянии на ядре с массовым числом  $A$  в силу закона сохранения импульса не может передать ядру отдачи энергию, превышающую  $\frac{4AE_0}{(A+1)^2}$ . Таким образом, при столкновении с тяжелым ядром нейтрон отскакивает почти без потери энергии, но чем легче ядро отдачи, тем большая часть кинетической энергии нейтрона передается ему при упругом соударении. Именно поэтому наиболее эффективными замедлителями нейтронов являются водородсодержащие вещества — вода, парафин.

Если в процессе упругого рассеяния участвуют нейтроны с энергией менее  $10 M\bar{e}$ , то оказывается, что все величины потери энергии, лежащие в пределах от нуля до максимально возможного значения  $\frac{4AE_0}{(A+1)^2}$ , являются равновероятными. Таким образом, вероятность того, что нейтрон, имевший энергию  $E_0$ , после столкновения сохранит энергию, лежащую в пределах от  $E$  до  $E + dE$ , определяется выражением

$$P(E) dE = \frac{dE}{4AE_0/(A+1)^2}.$$

Тогда среднее значение энергии нейтрона после рассеяния равно\*

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \int_{E_0[1-4A/(A+1)^2]}^{E_0} EP(E) dE = \frac{(A+1)^2}{4AE_0} \int_{E_0[1-4A/(A+1)^2]}^{E_0} E dE = \\ &= E_0 \left[ 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Из уравнения (20) видно, что среднее значение отношения  $E/E_0$  не зависит от  $E_0$ , а целиком определяется соотношением масс ядра и нейтрона. Поэтому среднее значение  $E/E_0$  после  $n$  соударений просто равно

$$\frac{\bar{E}_n}{E_0} = \left[ 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right]^n. \quad (21)$$

Однако величина средней энергии после  $n$  соударений может ввести в заблуждение, поскольку энергетическое распределение по мере увеличения числа актов рассеяния все более смещается в область малых энергий. Вероятность того, что нейтрон с начальной энергией  $E_0$  после  $n$  соударений с водородом будет иметь энергию, лежащую в пределах от  $E_n$  до  $E_n + dE_n$ ,

\* О вычислении среднего значения см. гл. VI. Величина  $\frac{2A}{(A+1)^2}$  представляет среднюю долю потери энергии  $\Delta\bar{E}/E$  при соударении нейтрона с ядром  $A$ . Как видно, она равна  $1/2 (\Delta E_{\max}/E)$ , где  $\Delta E_{\max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_0$ . — Прим. ред.

определяется рекуррентной формулой \*

$$P_n(E_n) dE_n = \int_{E_n}^{E_0} [dE_{n-1} P_{n-1}(E_{n-1})] \left[ \frac{dE_n}{E_{n-1}} \right]. \quad (22)$$

Здесь выражение, стоящее в первых квадратных скобках, характеризует вероятность получения в результате  $(n - 1)$  соударений энергии, лежащей в пределах от  $E_{n-1}$  до  $E_{n-1} + dE_{n-1}$ , а член во вторых квадратных скобках определяет вероятность перехода в результате  $n$ -го соударения из энергетического интервала  $(E_{n-1} \rightarrow E_{n-1} + dE_{n-1})$  в интервал  $(E_n \rightarrow E_n + dE_n)$ . Интегрирование в уравнении (22), конечно, производится по переменной  $E_{n-1}$ ; окончательное решение выражается формулой

$$P_n(E_n) = \frac{1}{(n-1)! E_0} \left( \ln \frac{E_0}{E_n} \right)^{n-1}. \quad (23)$$

Определим теперь еще одну важную для теории замедления величину — среднее число соударений, которое необходимо, чтобы понизить энергию нейтрона от  $E_0$  до  $E$ . Энергия после  $n$  соударений равна

$$E = E_0 f_1 f_2 f_3 \dots f_i \dots f_n, \quad (24)$$

где

$$f_i = \frac{E_i}{E_{i-1}}. \quad (25)$$

Как уже известно,  $f_i$  в общем случае может принимать значения от 1 до  $[1 - 4A/(A + 1)^2]$ , и все эти значения равновероятны. Очевидно, уравнение (24) имеет бесконечное множество возможных решений; оно справедливо при любом  $n$ , начиная с некоторого минимального значения, определяемого массой рассеивающего ядра. Казалось, можно было попытаться определить среднее значение  $n$ , подставив в уравнение (24) среднее значение  $f$  согласно равенству (21). Но это было бы неправильно по той же причине, по какой среднее значение квадратов случайных величин в общем случае не равно квадрату среднего значения. Решение задачи, однако, можно существенно облегчить с помощью простого преобразования (24), в результате чего задача сводится к такой, решение которой хорошо известно. Действительно, прологарифмируем обе части выражения (24):

$$\ln \left( \frac{E}{E_0} \right) = \ln (f_1 f_2 f_3 \dots f_i \dots f_n) = \sum_{i=1}^n \ln f_i.$$

Введем обозначение  $x_i = -\ln f_i$ ; тогда

$$\ln \left( \frac{E_0}{E} \right) = \sum_{i=1}^n x_i. \quad (26)$$

Создается впечатление, что в уравнении (26) мы опять сталкиваемся с той же проблемой: оно удовлетворяется при самых различных значениях  $n$ . Но теперь ясно, что нахождение среднего значения  $n$  вполне аналогично определению среднего числа соударений, испытываемых молекулой газа при прохождении ею «расстояния»  $\ln \left( \frac{E_0}{E} \right)$ . Для этого случая решение

\* Для более тяжелых ядер, чем водород, рекуррентная формула получается значительно более сложной, так как в этом случае нейтрон с любой энергией  $E_{n-1}$  уже не может в результате одного соударения достичь энергии  $E_n$ .

хорошо известно: среднее число соударений равно пройденному пути, деленному на величину среднего свободного пробега \*. Для рассматриваемой задачи имеем

$$\bar{n} = \frac{\ln(E_0/E)}{\bar{x}} = \frac{\ln(E_0/E)}{\ln(E_{i-1}/E_i)} \quad (27)$$

(черточка над буквой означает среднее значение). Среднее значение  $\ln(E_{i-1}/E_i)$  можно определить аналогично тому, как ранее, согласно уравнению (20), было определено  $\bar{E}$ . Вычисления приводят к формуле

$$\overline{\ln \frac{E_{i-1}}{E_i}} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{(A+1)}{(A-1)}. \quad (28)$$

Подставляя равенство (28) в выражение (27), окончательно находим

$$\bar{n} = \frac{\ln(E_0/E)}{1 - [(A-1)^2/2A] \ln [(A+1)/(A-1)]}. \quad (29)$$

При соударении с протонами (рассеянии нейтронов в водороде,  $A = 1$ ) знаменатель (29) обращается в единицу \*\* и

$$E_n = E_0 e^{-\bar{n}}.$$

Отсюда следует, что для замедления быстрого нейтрона с энергией в несколько *Мэв* в водороде до тепловых скоростей ( $\sim 0,04$  эв) необходимо около 20 соударений. Для замедления большей части нейтронов до тепловой энергии достаточно окружить источник быстрых нейтронов слоем парафина толщиной около 20 см. Весь процесс замедления продолжается менее  $10^{-3}$  сек.

Наиболее вероятная судьба теплового нейтрона в водородсодержащей среде (такой, как вода, парафин) — быть в конце концов захваченным протоном с образованием дейтрона. Однако, поскольку сечение этого процесса существенно меньше сечения упругого рассеяния, нейтрон, достигший тепловой скорости, испытывает до момента захвата еще около 150 соударений. Парафин и вода являются хорошими замедляющими веществами, в частности и потому, что сечения захвата нейтронов у углерода и кислорода еще меньше, чем у водорода. В этом смысле тяжелая вода лучше обычной, так как вероятность захвата нейтрона ядром дейтерия чрезвычайно мала. В качестве замедлителя широко используется также углерод (графит). Правда, в этом случае термализация достигается при значительно большем числе соударений (около 120), но зато тепловой нейтрон живет в графите намного дольше, чем в водородсодержащей среде. Однако в любом веществе время жизни теплового нейтрона до захвата не превышает долей секунды.

Если бы можно было поместить нейтроны в абсолютно незахватывающую среду, то все равно время их жизни было бы ограничено. Из рассмотрения закономерностей  $\beta$ -распада следует, что свободный нейтрон должен быть нестабилен по отношению к распаду на протон и электрон. Радиоактивный распад нейтрона действительно был экспериментально обнаружен в 1950 г. Снеллом и Робсоном; в этих опытах нейтроны, образовавшиеся

\* Вероятность наблюдения других значений  $n$ , отличных от  $\bar{n}$ , находится с помощью распределения Пуассона (см. гл. VI).

\*\* При замедлении нейтронов в любом другом веществе знаменатель (29) меньше единицы. Если эту величину (средний логарифмический декремент) обозначить через  $\xi$ , то энергия нейтрона после  $\bar{n}$  соударений будет равна  $E = E_0 e^{-\bar{n}\xi}$ . — Прим. ред.

в ядерном реакторе, летели в вакууме и наблюдался распад нейтрона в свободном полете. Энергия, выделяющаяся при  $\beta$ -распаде нейтрона, равна 0,78 Мэв; период полураспада нейтрона, по измерениям Робсона, составляет 13 мин.\*

**Распределение тепловых нейтронов по скоростям.** Следует помнить, что тепловые нейтроны имеют не совсем одинаковую энергию, а им свойственно определенное энергетическое распределение. Последнее возникает в результате того, что, когда нейтрон в ходе замедления достигает энергии, близкой к энергии теплового движения атомов среды, он при последующих соударениях может как терять, так и приобретать энергию. Вследствие этого устанавливается максвелловское распределение нейтронов по скоростям:

$$F(v) dv = 4\pi^{-1/2} \left( \frac{M}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-Mv^2/2kT} dv. \quad (30)$$

Здесь  $F(v) dv$  — доля нейтронов, обладающих скоростями, лежащими в пределах от  $v$  до  $v + dv$ ;  $M$  — масса нейтрона;  $T$  — абсолютная температура;  $k$  — постоянная Больцмана. Свойства распределения Максвелла детально обсуждаются в руководствах по кинетической теории газов. Известно, что наиболее вероятная скорость  $v_m$  определяется выражением

$$v_m = \left( \frac{2kT}{M} \right)^{1/2},$$

а средняя скорость  $\bar{v}$  равна

$$\bar{v} = \left( \frac{8kT}{\pi M} \right)^{1/2} = \frac{2v_m}{\pi^{1/2}}.$$

Среднее значение кинетической энергии  $\bar{E}$  равно

$$E = 3/2 kT.$$

Таким образом, средняя энергия тепловых нейтронов зависит от температуры замедлителя. При очень низких температурах максвелловское распределение недостаточно хорошо согласуется с истинным, что связано с наличием дискретных энергетических уровней у атомов среды, находящихся в связанном состоянии. Формулой (30) нельзя пользоваться также в тех случаях, когда путь нейтрона в среде недостаточно велик и когда распределение по скоростям существенно искажается поглощением нейтронов или их утечкой через поверхность замедлителя.

Следует различать распределение нейтронов по скоростям в замедляющей среде и распределение нейтронов, падающих на поверхность облучаемого образца, помещенного в среду. Они различаются потому, что вероятность достижения поверхности образца в данное время пропорциональна скорости нейтрона  $v$ . В результате возникает измененное, или «взвешенное», распределение  $F'(v) dv$ :

$$F'(v) dv = 2 \left( \frac{M}{2kT} \right)^2 v^3 e^{-Mv^2/2kT} dv. \quad (31)$$

Распределение (31) играет существенную роль при вычислениях сечений ядерных реакций, протекающих под действием тепловых нейтронов.

\* См. примечание на стр. 243.

## Д. РАДИАЦИОННАЯ ХИМИЯ

Радиационная химия — область науки, посвященная исследованию химических изменений, возникающих в веществе при прохождении через него ядерных (ионизирующих) излучений. Детальное обсуждение этого большого и специального вопроса не входит в задачу настоящей книги. В данном разделе мы лишь кратко рассмотрим некоторые из важнейших аспектов радиационно-химических исследований.

Исследование радиационно-химических эффектов имеет большое практическое значение в связи с вопросами технологии ядерных реакторов и действия излучений на биологические объекты.

В газах, жидкостях и твердых телах с ковалентными связями химическое действие ионизирующих излучений связано в основном с процессами ионизации, возбуждения и диссоциации молекул. В случае газов выход радиационно-химической реакции, по-видимому, почти не зависит от типа и энергии ионизирующего излучения; величина эффекта определяется полной поглощенной дозой излучения. В конденсированных системах величина радиационно-химического эффекта при данной полной дозе может несколько зависеть от удельной ионизации; это проявляется, например, в различии действия  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучей.

**Радиационная дозиметрия.** При количественном исследовании химического и биологического действия ионизирующих излучений необходимо уметь определять величину поглощенной в системе радиационной энергии, обычно именуемой дозой излучения. За единицу дозы в настоящее время принимается  $1 \text{ рад}$ , что соответствует поглощению в  $1 \text{ г}$  вещества  $100 \text{ эрг}$  энергии. Раньше в качестве единицы дозы использовался  $1 \text{ рентген}$  ( $1 \text{ р}$ ). По определению, это «такое количество рентгеновского или  $\gamma$ -излучения, которое в результате действия сопутствующего корпускулярного излучения вызывает в  $0,001293 \text{ г}$  воздуха \* образование ионов, несущих  $1 \text{ эл. ст. ед.}$  количества электричества каждого знака». Это означает, что  $1 \text{ р}$  соответствует образованию  $1,61 \cdot 10^{12}$  пар ионов в  $1 \text{ г}$  воздуха, что в свою очередь эквивалентно поглощению  $84 \text{ эрг}$  на  $1 \text{ г}$  воздуха. При поглощении в воде  $X$ - или  $\gamma$ -излучения с энергией выше  $50 \text{ кэв}$   $1 \text{ р}$  соответствует  $93 \text{ эрг/г}$ , или  $0,93 \text{ рад}$ .

Количественной мерой эффективности радиационно-химического процесса обычно является число разложившихся или образовавшихся молекул в расчете на  $100 \text{ эв}$  поглощенной энергии; это число обозначается символом  $G$ .

Было проведено много исследований, имевших целью подобрать такие радиационно-химические реакции, которые могли быть использованы в дозиметрических целях — для определения интегральной поглощенной энергии (дозы). Для того чтобы реакция удовлетворяла поставленной задаче, должны выполняться следующие условия: 1) независимость величины  $G$  от интенсивности и типа излучения; 2) пропорциональность выхода реакции дозе в широких пределах последней; 3) простота и удобство измерения выхода реакции; 4) простота приготовления и хранения реактивов. Ближе всего этим условиям соответствует химический дозиметр (актинометр), основанный на радиационном окислении  $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$  в насыщен-

\*  $0,001293 \text{ г}$  — это вес  $1 \text{ см}^3$  сухого воздуха при  $0^\circ$  и  $760 \text{ мм рт. ст.}$

ном воздухом разбавленном растворе серной кислоты. Значение  $G$  для этой реакции тщательно определено и равно  $15,5 \pm 0,4$ . С помощью химических дозиметров, как правило, можно определять только не слишком малые дозы, иначе трудно измерить эффект. Действительно, дозе  $1 \text{ рад}$  соответствует образование в  $1 \text{ мл}$  дозиметрического раствора ( $\text{Fe}^{2+}$ ) только\*

$$\frac{100 \cdot 15,5 \cdot 10^{-2}}{1,60 \cdot 10^{-12} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ моля } \text{Fe}^{3+}.$$

Для актинометрических целей был предложен ряд других реакций, в частности реакции, сопровождающиеся изменением цвета. Может оказаться перспективным радиационное отбеливание очень разбавленных водных желатинсодержащих растворов некоторых красителей (типа метиленового голубого). Использование ценных реакций хотя и заманчиво из-за возможности обеспечения большой чувствительности, но, по-видимому, маловероятно ввиду отсутствия линейной зависимости между выходом и мощностью дозы.

О механизме радиационно-химических реакций [17]. Значительная часть исследований в области радиационной химии имеет целью выяснение механизма поглощения энергии излучения химической системой и установление элементарных реакций нестабильных промежуточных частиц (возбужденных молекул, ионов, радикалов). В механизме радиационно-химических реакций, вообще говоря, играют роль следующие процессы: ионизация, образование возбужденных электронных состояний, передача электронного возбуждения от одной молекулы к другой, диссоциация колебательно-возбужденных молекул, захват электрона, нейтрализация, радикальные реакции\*\*.

Исходя из величины энергии, реально затрачиваемой на образование пары ионов, можно заключить, что на ионизацию расходуется только около половины энергии, оставляемой излучением в веществе; вторая половина, по-видимому, идет на возбуждение молекул. Как ионизация, так и возбуждение молекулы могут привести к ее диссоциации на радикалы. Поэтому свободнорадикальный механизм имеет для радиационной химии большое значение. Так, например, считается, что радиационное разложение воды на  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}_2$  включает радикальные реакции с участием  $\text{H}$  и  $\text{OH}$ .

Много усилий было затрачено на выяснение механизма радиационно-химических реакций в водных растворах. С этой целью изучалось влияние различных растворенных веществ на выход продуктов радиационного разложения воды.

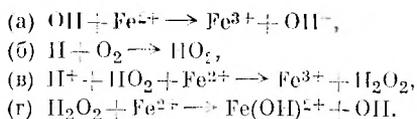
В качестве примера рассмотрим механизм, предложенный для реакции радиационного окисления сульфата двухвалентного железа в насыщенном воздухом разбавленном водном растворе серной кислоты (химический дозиметр). Первичный процесс заключается в диссоциации молекулы воды на радикалы:



\* Для разбавленного водного раствора  $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 100 \text{ эрг/мл}$ ;  $1 \text{ эв} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ .— *Прим. ред.*

\*\* Значительную роль могут играть также ионно-молекулярные реакции, а в некоторых случаях также реакции с участием «горячих» атомов и радикалов.— *Прим. ред.*

В дальнейшем, как полагают, протекают следующие элементарные реакции:



Радикал OH, образующийся в реакции (г), снова принимает участие в реакции (а). Таким образом, согласно схеме, на каждую распавшуюся молекулу воды приходится четыре окисляющихся иона  $\text{Fe}^{2+}$ , что согласуется с опытными данными.

**Радиолиз органических веществ.** Большинство органических соединений слишком сложно, чтобы можно было надеяться быстро выяснить детальный механизм их радиационного разложения. Однако можно высказать несколько общих соображений относительно основных типов реакций. При радиолизе органических веществ обычно наблюдается большое число продуктов. К ним относятся: газы ( $\text{H}_2$ , CO,  $\text{CO}_2$ ); осколочные молекулы с меньшим молекулярным весом, чем исходная; полимерные продукты. При исследовании процессов радиационной полимеризации ацетилена (с образованием бензола) и стирола в полистирол было показано, что они протекают по цепному механизму с участием свободных радикалов. Изменение механических свойств некоторых полимеров (например, полиэтилена) в результате облучения объясняется образованием поперечных связей между полимерными молекулами; этот эффект нашел уже практическое применение.

Одно из наиболее интересных наблюдений в области радиационной химии органических веществ заключается в том, что радиационная стабильность ароматических соединений оказалась существенно большей, чем алифатических. Это объясняется резонансной стабилизацией даже возбужденных состояний бензольного кольца. В результате возбужденные ароматические молекулы не диссоциируют, а дезактивируются либо при последующих соударениях, либо путем испускания света. Интересно, что ароматические соединения, содержащие алифатическую боковую цепочку (например, этилбензол), проявляют примерно такую же радиационную стабильность, как и чистые ароматические соединения. Отсюда следует, что энергия возбуждения мигрирует из боковой алифатической цепи к бензольному кольцу, и это происходит раньше, чем успевает произойти диссоциация. Такое «защитное» свойство ароматических структур проявляется даже при облучении смесей. Так, например, радиационное разложение циклогексана в бензольном растворе происходит в гораздо меньшей степени, чем при облучении чистого циклогексана.

Относительная стабильность по отношению к диссоциации ароматических молекул, находящихся в первом возбужденном электронном состоянии, тесно связана с тем хорошо известным фактом, что такие молекулы легко дезактивируются путем испускания флуоресцентного излучения. Именно это обстоятельство лежит в основе использования в качестве сцинтилляторов таких органических соединений, как антрацен, нафталин, стильбен и терфенил. Способность к флуоресценции под действием ядерных излучений обусловлена не физическим состоянием, а молекулярной структурой этих веществ; поэтому они одинаково сцинтиллируют как в чистом виде (в твердом состоянии), так и в растворе.

Различие в радиационной стабильности соединений разной структуры (ароматических и алифатических) позволяет предполагать, что и в пределах одной молекулы радиационный разрыв различных связей может происходить с разной вероятностью. Действительно, опытным путем была установлена некоторая специфика в эффективности атаки излучением определенных групп атомов. Вместе с тем часто оказывается полезным статистический подход при оценке вероятности разрыва различных связей. Такой подход особенно эффективен при рассмотрении радиолитического разложения соединений, входящих в гомологический ряд. Так, например, при радиационном разложении соединений жирного ряда с неразветвленной цепью отношение выходов  $H_2$  и  $CH_4$  почти линейно зависит от отношения числа атомов H и групп  $CH_3$  в исходной молекуле.

**Радиационные эффекты в твердых телах** [48]. При облучении ионных кристаллов и других изоляторов, например стекла, часто возникает интенсивное окрашивание. Это явление связывают с возникновением полос поглощения в результате захвата электронов дефектами решетки или атомами примесей. В соответствии с типом электронной ловушки различают полосы  $F$ ,  $F'$ ,  $V$  и др. Энергетические уровни, на которых находится электрон в дефектах кристалла или примесных ионах, соответствуют центрам люминесценции; со временем электрон может вернуться в основное состояние (на заполненную полосу), что сопровождается испусканием света в видимой области или в области ближнего ультрафиолета. Именно таков механизм сцинтилляций неорганических фосфоров, таких, как активированный галлием NaI или активированный серебром ZnS, которые находят все большее применение в качестве датчиков устройств, предназначенных для измерения излучений. В связи с практическими предложениями эффекта весьма существенно, что фосфор прозрачен для собственного люминесцентного излучения; это обусловлено тем, что энергетические уровни центров люминесценции лежат ниже полосы проводимости (куда электрон может быть перебросен при поглощении фотона достаточной энергии).

В случае металлов и полупроводников вызываемые излучением ионизационные эффекты имеют относительно меньшее значение. Электроны, образованные при действии излучения, в полосе проводимости сталкиваются с другими электронами, и их энергия быстро переходит в тепло. В таких твердых телах основной результат действия нейтронов, протонов и других тяжелых частиц заключается в смещении атомов. (В других веществах, где основную роль играет ионизация, эффект смещения — по сравнению с ионизационным — пренебрежимо мал.)

Установлено, что при облучении быстрыми нейтронами или ионами заметно меняются многие свойства твердых тел: тепло- и электропроводность, твердость и другие механические свойства, параметры кристаллической решетки. Многие из этих изменений аналогичны получаемым совсем другими путями, например при холодной обработке металлов. В большинстве случаев эффекты обратимы, исходные свойства можно восстановить в результате нагревания («отжиг» радиационных эффектов). При облучении нейтронами и другими тяжелыми частицами полупроводников существенное значение имеет образование в их решетке инородных (примесных) атомов в результате ядерных реакций. Так, например, с помощью дозированного облучения можно создавать в кристалле германия определенные примеси галлия и таким образом плавно изменять электрические свойства полупроводника.

## Е. БИОЛОГИЧЕСКИ ДОПУСТИМЫЕ ДОЗЫ

Радиационно-химические процессы играют важную роль в области радиобиологии. Биологическое действие излучений обусловлено химическими изменениями в клетках; эти изменения являются следствием процессов ионизации, возбуждения, диссоциации молекул и смещения атомов. Оценивая возможное действие излучения на живые организмы — как при внешнем облучении, так и при попадании радиоактивных веществ внутрь через дыхательный и пищеварительный тракт, — следует приписывать во внимание не только полную дозу излучения, но и такие факторы, как плотность ионизации, мощность дозы, степень локализации радиационного поражения, скорости введения и исчезновения радиоактивных веществ.

При радиобиологических исследованиях в качестве единицы радиационной дозы обычно употребляется биологический эквивалент рентгена (1 *бэр*). Доза, выраженная в *бэр*, равна дозе в *р*, умноженной на относительную биологическую эффективность (ОБЭ) данного излучения. Величина ОБЭ зависит от плотности ионизации вдоль трека ядерной частицы. Например, 1 *рад* нейтронов с  $E = 2 \text{ Мэв}$  (доза создается протонами отдачи) вызывает в 10 раз более сильное биологическое повреждение, чем 1 *рад* рентгеновских лучей; поэтому в случае нейтронов 1 *рад* эквивалентен  $\sim 10 \text{ бэр}$ . Заметим в связи с этим, что поток нейтронов с энергией 2 *Мэв* и величиной 20  $1/\text{см}^2\text{сек}$  создает за 8 час дозу 20 *мбэр*.

Таблица 7

Относительная биологическая  
эффективность (ОБЭ)  
различных излучений

Излучение	ОБЭ
Рентгеновские и $\gamma$ -лучи	1
$\beta$ -лучи и электроны	1
Тепловые нейтроны	2,5
Быстрые нейтроны	10
$\alpha$ -Частицы	10
Протоны	10
Тяжелые ионы	20

В табл. 7 приведены значения ОБЭ для различных излучений [19], установленные Национальным комитетом и Международной комиссией по радиобиологической охране\*. Теми же организациями приняты величины предельно допустимых значений доз при внешнем облучении людей, которые по роду своей деятельности могут соприкасаться с излучениями. При облучении всего тела предельная доза для лиц старше 18 лет равна 3 *бэр* за 13 последовательных недель при условии, что полная накопленная доза не превышает  $5 \cdot (N - 18) \text{ бэр}$ , где  $N$  — возраст экспериментатора. Если облучение подвергается не все тело, а только конечности рук (ки-

\* В Советском Союзе действуют «Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений», № 333-60, Атомиздат, 1960.—  
*Прим. ред.*

сти, предплечье) и ног (ступни, лодыжки), соответствующие значения увеличиваются до 25 бэр и  $75 \cdot (N - 18)$  бэр [20].

Обычно приборы, предназначенные для дозиметрии излучений, указывают мощность дозы в миллирентгенах в единицу времени (см. гл. V). Для практических целей при дозиметрии радиоактивных  $\gamma$ -излучателей можно считать, что доза в миллирентгенах равна дозе в мбэр.

В заключение напомним, что облучение может быть связано не только с внешним источником, но и с попаданием радиоактивных веществ внутрь организма. Многие радиоактивные вещества, проникая в организм через желудочно-кишечный тракт или через легкие, могут задерживаться и накапливаться в определенных органах. Поэтому необходимо принимать все меры предосторожности, чтобы предотвратить попадание радиоактивных веществ внутрь. В табл. 8 для справок приведены значения предельно

Таблица 8

**Предельно допустимые количества и концентрации некоторых радиоактивных веществ**

Нуклид	Количество в критическом органе, мккюри	Концентрация, мккюри/см <sup>3</sup>	
		в воде	в воздухе <sup>a)</sup>
Pu <sup>239</sup>	0,04 (кости)	10 <sup>-4</sup>	2·10 <sup>-12</sup>
U <sup>238</sup>	0,005	10 <sup>-3</sup>	7·10 <sup>-11</sup>
Ra <sup>226</sup>	0,1 (кости)	4·10 <sup>-7</sup>	3·10 <sup>-11</sup>
Po <sup>210</sup>	0,03 (селезенка)	2·10 <sup>-5</sup>	2·10 <sup>-10</sup>
Sr <sup>90</sup> (+ Y <sup>90</sup> )	2,0 (кости)	4·10 <sup>-6</sup>	3·10 <sup>-10</sup>
Co <sup>60</sup>	10,0 (желудочно-кишечный тракт)	10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>-7</sup>
S <sup>35</sup>	90,0 (половые железы)	2·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>-7</sup>
P <sup>32</sup>	6,0 (кости)	5·10 <sup>-4</sup>	7·10 <sup>-8</sup>
Na <sup>24</sup>	7,0 (желудочно-кишечный тракт)	8·10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-7</sup>
C <sup>14</sup> (CO <sub>2</sub> )	300 (жировая ткань)	2·10 <sup>-2</sup>	4·10 <sup>-6</sup>
H <sup>3</sup> (H <sub>2</sub> O)	1000	10 <sup>-1</sup>	2·10 <sup>-5</sup>
I <sup>131</sup>	0,7 (щитовидная железа)	—	9·10 <sup>-9</sup>
Cs <sup>137</sup>	30 (все тело)	—	6·10 <sup>-8</sup>

<sup>a)</sup> При контакте с радиоактивными изотопами по роду работы в течение 50 лет при 40-часовой рабочей неделе.

допустимых концентраций некоторых радиоактивных веществ в питьевой воде и воздухе, а также предельные количества этих веществ в организме [21].

В качестве примера практического применения некоторых из рассмотренных в этой главе понятий вычислим величину мощности дозы в рад/час, которая должна быть на расстоянии 50 см от источника Co<sup>60</sup> активностью 100 мкюри. Каждый акт радиоактивного распада ядра Co<sup>60</sup> сопровождается испусканием двух  $\gamma$ -квантов с  $E = 1,17$  и  $1,33$  Мэв; для простоты будем считать, что каждый из них имеет одинаковую (среднюю) энергию 1,25 Мэв. Источник испускает  $2 \cdot 100 \cdot 3,7 \cdot 10^7 = 7,4 \cdot 10^9$   $\gamma$ -кван-

тов в 1 сек. На расстоянии 50 см поток  $\gamma$ -квантов равен  $7,4 \cdot 10^9 / (4\pi \cdot 2500) = 2,3 \cdot 10^5$   $1/\text{см}^2\text{сек}$ , что соответствует потоку энергии  $2,3 \cdot 10^5 \cdot 1,25 \cdot 10^6 = 2,9 \cdot 10^{11}$  эв/см<sup>2</sup>сек.

При  $E = 1,25$  Мэв массовые коэффициенты поглощения в воздухе и алюминии примерно одинаковы. Поэтому можно воспользоваться рис. 30 и с помощью соответствующей кривой (для Al) определить толщину слоя половинного поглощения (в единицах массы)  $\gamma$ -лучей с  $E = 1,25$  Мэв в воздухе; она равна  $12,5$  г/см<sup>2</sup>. Тогда массовый коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -лучей в воздухе равен  $\mu/\rho = 0,693/12,5 = 0,055$  см<sup>2</sup>/г (это есть доля энергии, теряемая  $\gamma$ -лучами в слое воздуха толщиной 1 г/см<sup>2</sup>). Следовательно, в 1 г воздуха на расстоянии 50 см от источника за 1 час  $\gamma$ -лучи теряют  $0,055 \cdot 2,9 \cdot 10^{11} \cdot 3600 = 5,7 \cdot 10^{13}$  эв, т. е. 92 эрг. Считая, что вся эта энергия поглощается в 1 г воздуха \*, получим дозу  $92/100 = 0,92$  рад/час.

### УПРАЖНЕНИЯ

1. Покажите, что максимальная скорость, которую может получить электрон при соударении с  $\alpha$ -частицей, имеющей скорость  $v$ , равна приблизительно  $2v$ .

2. Определите пробеги в воздухе: а) попов  $\text{H}^3$ , имеющих энергию 10 Мэв; б) дважды заряженных попов  $\text{He}^3$  с энергией 10 Мэв. Условия — нормальные.

Ответ: а) 51 см.

3. а) Какая толщина алюминиевой фольги необходима, чтобы уменьшить энергию иона  $\text{He}^4$  от 40 до 32 Мэв?

б) Насколько уменьшится энергия (20 Мэв) дейтронов при прохождении через эту фольгу?

Ответ: а) 55 мг/см<sup>2</sup>;

б)  $\Delta E \approx 2$  Мэв.

4. С помощью пропорционального счетчика последовало поглощение в алюминии смешанного излучения, состоящего из  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей. В результате ряда измерений получены следующие данные:

Толщина поглотителя, г/см <sup>2</sup>	Активность, имп/мин	Толщина поглотителя, г/см <sup>2</sup>	Активность, имп/мин
0	5800	0,700	101
0,070	3500	0,800	100
0,130	2200	1,00	98
0,200	1300	2,00	92
0,300	600	4,00	80
0,400	280	7,00	65
0,500	120	10,00	53
0,600	103	14,00	40

Определите а) максимальную энергию  $\beta$ -спектра в Мэв; б) энергию  $\gamma$ -лучей; в) коэффициент поглощения этих  $\gamma$ -лучей в свинце.

Ответ: б) 0,8 Мэв; в)  $1,0$  см<sup>-1</sup>.

\* Строго говоря, при таком рассуждении мы завышаем величину дозы (в данном случае примерно в 2 раза), так как не учитываем, что часть энергии, теряемой первичным  $\gamma$ -излучением, не поглощается в соответствующем объеме воздуха, а уносится рассеянными (комптоновскими) квантами. Этот способ расчета дает более правильные результаты, если первичное и вторичное  $\gamma$ -излучения находятся в равновесии, что более справедливо для биологической ткани.

5. Определите разброс пробегов (страгглинг)  $\alpha$ -частиц с  $E_0 = 32 \text{ Мэв}$  в воздухе.  
 Ответ:  $\sim 1 \text{ мг/см}^2$ .

6. Определите пробеги  $\alpha$ -частиц  $\text{Po}^{210}$  в а) воздухе, б) метане, в) аргоне, г) уране.

7. На расстоянии 1 м от 1,00 г радия (находящегося в равновесии с продуктами распада и заключенного в чехол из платины толщиной 0,5 мм) мощность дозы  $\gamma$ -излучения равна  $0,84 \text{ рад/час}$ . Каково минимальное безопасное расстояние от радиевого источника (20 мг) при работе в течение 13 последовательных 40-часовых недель?  
 Ответ: 1,7 м.

8. На основании литературных данных о спектрах и коэффициентах поглощения рентгеновских лучей укажите критические поглотители для идентификации рентгеновского излучения, сопровождающего  $K$ -захват в а)  $\text{Ag}^{37}$ , б)  $\text{Pd}^{101}$ .

9. На расстоянии 60 см от источника  $\text{Cs}^{137}$  мощность дозы  $\gamma$ -излучения оказалась равной  $127 \text{ мр/час}$ . Радиоактивный распад  $\text{Cs}^{137}$  в 82 случаях из 100 сопровождается испусканием  $\gamma$ -лучей с  $E = 0,66 \text{ Мэв}$ ; никакие другие  $\gamma$ -лучи не испускаются. Определите а) активность цезиевого препарата в *мююри*; б) толщину слоя свинца, которым надо окружить источник, чтобы снизить мощность дозы на расстоянии 60 см от него до  $3 \text{ мр/час}$ .

Ответ: а) 60 *мююри*;  
 б)  $\sim 3,2 \text{ см}$ .

10. Излучение, испускаемое радиоактивным препаратом стронция, исследовалось методом поглощения в алюминии, бериллии и свинце. При использовании алюминиевых поглотителей с помощью пропорционального счетчика получен следующий ряд данных:

Толщина слоя $\text{Al}$ , $\text{мг/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$	Толщина слоя $\text{Al}$ , $\text{мг/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$
0	32 100	200	525
10	20 900	250	445
20	13 600	300	397
40	6 050	350	368
60	2 950	400	355
80	1 610	500	342
100	1 080	700	330
120	810	1 200	316
150	670	1 800	300

Уменьшением активности вследствие радиоактивного распада в ходе абсорбционных измерений можно пренебречь.

При измерениях с бериллиевыми поглотителями получены следующие результаты:

Толщина слоя $\text{Be}$ , $\text{мг/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$	Толщина слоя $\text{Be}$ , $\text{мг/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$
0	32 100	100	2 220
10	21 100	125	2 050
30	9 450	250	1 940
50	4 850	400	1 820
75	2 800	650	1 650

Наконец, серия измерений со свинцовыми поглотителями — при наличии дополнительного берил-пегового фильтра толщиной  $150 \text{ мг/см}^2$ , закрывающего окошко счетчика, — дала следующий ряд данных:

Толщина слоя Pb, $\text{г/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$	Толщина слоя Pb, $\text{г/см}^2$	Активность, $\text{имп/мин}$
0	2000	0,100	343
0,005	1110	1,20	291
0,010	680	2,50	240
0,015	490	4,30	184
0,020	405	7,00	122
0,030	350	9,90	80

Какой вывод можно сделать на основании приведенных данных о типе радиоактивного распада (гипотетического) изотопа стронция, о видах излучений, их энергиях и относительных интенсивностях?

11. Выведите уравнения (22) и (23) для  $n = 2$ .

12. Вычислите среднее число упругих соударений, необходимых для замедления нейтронов от  $10^6 \text{ эв}$  до  $10^{-2} \text{ эв}$  в а)  $\text{U}^{238}$ , б)  $\text{C}^{12}$  и в)  $\text{H}^1$ .

Ответ: а)  $2,2 \cdot 10^3$ .

13. а) Пучок полностью ионизованных (потерявших все электроны) атомов  $\text{O}^{1+}$  с  $E = 160 \text{ Мэв}$  падает на алюминиевый поглотитель. Не учитывая уменьшения заряда ионов в результате захвата электронов, вычислите с помощью выражений (8) и (10) пробег ионов кислорода в алюминии. Результат сравните с данными рис. 24.

б) Те же расчеты и сопоставление (при тех же предположениях) выполните для ионов кислорода с  $E = 48 \text{ Мэв}$ . Объясните, почему при меньшей энергии относительное расхождение между данными расчета и графика оказывается больше.

в) Определите величину кинетической энергии полностью ионизованного кислорода, при которой он захватит первый электрон, а также величину энергии, при которой будет захвачен последний недостающий электрон (ион полностью нейтрализуется). Примите потенциал ионизации иона  $\text{O}^{7+}$  равным  $871 \text{ эв}$ , а атома кислорода —  $13,5 \text{ эв}$ .

Ответ: а)  $43 \text{ мг/см}^2$ ;

б)  $5,3 \text{ мг/см}^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr N., On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Electrified Particles on Passing through Matter, Phil. Mag., 25, 10 (1913).
2. Bichsel H., Mozley R. F., Aron W. A., Range of 6- to 18-MeV Protons in Be, Al, Cu, Ag and Au, Phys. Rev., 105, 1788 (1957).
3. Бете Г., Ашкин Дж., Прохождение излучения через вещество; Экспериментальная ядерная физика, под ред. Серге, т. I, ПЛ, М., 1955, стр. 143—300.
4. Northcliffe L., Energy LOSS and Effective Charge of Heavy Ions in Aluminium, Phys. Rev., 120, 1744 (1960).
5. Rich M., Madey R., Range-Energy Tables, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-2301 (1954).
6. Sternheimer R. M., Range-Energy Relations for Protons in Be, C, Al, Cu, Pb and Air, Phys. Rev., 115, 137 (1959).
7. Alexander J., Gazdik M. F., Recoil Properties of Fission Products, Phys. Rev., 120, 874 (1960).
8. Northcliffe L., Passage of Heavy Ions through Matter, Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 67—102 (1963).
9. Lindhard J., Scharff M., Schiøtt H. E., Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd., 33, № 14 (1963).

10. Feather N., Further Possibilities for the Absorption Method of Investigating the Primary  $\beta$ -particles from Radioactive Substances, Proc. Cambridge Phil. Soc., 34, 599 (1938).
11. Bleuler E., Zünti W., On the Absorption Method for the Determination of Beta and Gamma Energies, Helv. Phys. Acta, 19, 375 (1946).
12. Davisson C., Evans R., Rev. Mod. Phys., 24, 79, 1952.
13. Colgate S., Phys. Rev., 87, 592 (1952).
14. Grodstein G., National Bureau of Standards Circular, 583, april 1957.
15. Compton A. H., Allison S. K., X-rays in Theory and Experiment, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1935.
16. Hill R. D., Church E. L., Mihelich J. W., The Determination of Gamma-Ray Energies from Beta-Ray Spectroscopy and a Table of Critical X-Ray Absorption Energies, Rev. Sci. Instr., 23, 523 (1952).
17. Аллен А. О., Радиационная химия воды и водных растворов, Атомиздат, М., 1963.
18. Goland A. N., Atomic Displacements in Solids by Nuclear Radiation, Ann. Rev. Nucl. Sci., 12, 243 (1962).
19. Morgan K. Z., Techniques of Personnel Monitoring and Radiation Surveying, Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell, Editor), Wiley, New York, 1962.
20. «Permissible Dose from External Sources of Ionizing Radiation», National Bureau of Standards Handbook, 59 (1954 and 1958 addendum), available from Superintendent of Documents, Washington 25, D.C.
21. Rossi B., High Energy Particles, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1952.
- 22\*. Whaling W., The Energy Loss of Charged Particles in Matter, Encyclopedia of Physics, Vol. 34 (E. Flügge, Editor), Springer-Verlag, Berlin, 1958.
23. Heitler W., The Quantum Theory of Radiation, Oxford Clarendon Press, 1944.

## Регистрация и измерение излучений

Как видно из предшествующей главы, основные виды взаимодействий излучений с веществом приводят к возникновению ионов, причем на образование пары ионов расходуется энергия, равная примерно 35 эв. Все методы регистрации радиоактивности основываются на взаимодействиях заряженных частиц или электромагнитных лучей с веществом, сквозь которое они проходят. Незаряженный нейтрон детектируется лишь косвенным путем: по протонам отдачи (от быстрых нейтронов), по ядерным превращениям или наведенной радиоактивности (от быстрых или медленных нейтронов). Нейтрино не имеют ни заряда, ни массы покоя; поэтому они не взаимодействуют заметным образом с веществом и не дают ионов или частиц отдачи. Как было указано ранее, нейтрино способны вызывать ядерные превращения, являющиеся процессами, обратными  $\beta$ -распаду; о наблюдении таких реакций уже сообщалось, однако их сечения крайне малы — порядка  $10^{-40}$  см<sup>2</sup> или меньше [1].

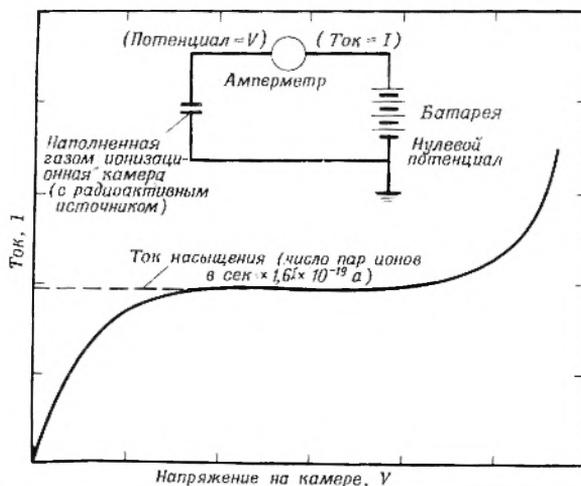
### А. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА СОБИРАНИИ ИОНОВ

#### 1. РЕКОМБИНАЦИЯ, НАСЫЩЕНИЕ, ГАЗОВОЕ УСИЛЕНИЕ

Принцип действия многих обычных детекторов излучений основан на электропроводности газа, возникающей благодаря созданной в нем ионизации. Такго рода проводимость в некоторой степени аналогична электропроводности растворов, обусловленной присутствием ионов электролита. При наложении электрического поля ионный ток проводимости (вызванный в газе излучением) сначала возрастает; затем, по мере увеличения приложенного напряжения, ток достигает некоторой постоянной величины, являющейся непосредственной мерой скорости образования заряженных ионов в соответствующем объеме газа. Эта постоянная величина называется током насыщения. На рис. 33 схематически представлены объем газа и собирающие электроды, разность потенциалов между которыми  $V$ , прибор для измерения ионизационного тока  $I$ , а также график зависимости  $I$  от  $V$ , который можно получить в таком опыте.

Если напряжение не достигает уровня, необходимого для наблюдения тока насыщения, рекомбинация положительных и отрицательных ионов будет уменьшать собираемый ток. Если по достижении режима насыщения продолжать увеличивать приложенное к электродам напряжение, то выше некоторого предела ток снова возрастает до тех пор, пока, наконец, в межэлектродном пространстве не вспыхнет тлеющий разряд (дуга), сопровож-

дающийся очень резким усилением тока. При измерении ионизации газа, очевидно, удобно регистрировать ток насыщения, ибо его величина непосредственно связана с интенсивностью ионизации газа и он нечувствителен к приложенному напряжению. Область напряжений, соответствующая току насыщения, зависит от геометрии электродов и расстояния между ними, природы и давления газа, общей и локальной плотности, а также от пространственного распределения созданной в газе ионизации. В воздухе,



Р и с. 33. Зависимость ионизационного тока от приложенного напряжения.

например, во многих практических случаях эта область простирается от  $\sim 10^2$  до  $\sim 10^4$  в на 1 см расстояния между электродами.

Можно классифицировать регистрирующие системы (основанные на принципе ионного собирания) в зависимости от того, используется ли в них режим насыщения или область газового усиления. В области газового усиления, где  $V$  больше некоторой максимальной величины, соответствующей насыщению, благодаря процессам вторичной ионизации создается дополнительный ток; вторичная ионизация является следствием высоких скоростей, приобретаемых ионами (особенно электронами), движущимися в поле с большим градиентом потенциала. Использование такого усиления тока делает соответствующие методы весьма чувствительными, но, к сожалению, результаты могут сильно зависеть от небольших изменений экспериментальных параметров.

## 2. ТОК НАСЫЩЕНИЯ В ГАЗАХ

**Режимы работы ионизационных камер.** Газонаполненные системы с электродами, предназначенные для работы в режиме насыщения, будем называть ионизационными камерами. Аппаратура для регистрации тока насыщения состоит из ионизационной камеры, в которой собираются образовавшиеся ионы (при минимальных, насколько это возможно, рекомбинации и газовом усилении), и электрической системы для измерения очень слабых токов, возникающих при этом. Существенные различия между разными устройствами такого рода заключаются в характере систем, предназначенных для измерения собираемых зарядов. Их можно подразделить

на две категории: системы, а) измеряющие стационарные токи и б) регистрирующие импульсы, создаваемые отдельными актами ионизации. Различие определяется величиной так называемой постоянной времени прибора относительно среднего времени между отдельными ионизациями в камере. Заряд, накопленный в конденсаторе емкостью  $C$ , замкнутом на большое сопротивление  $R$ , будет стекать экспоненциально; время, необходимое для уменьшения этого заряда в  $e$  раз, равно  $RC$  и называется постоянной времени цепи. Если  $RC$  велико по сравнению с временем между актами ионизации, то достигается стационарный режим и можно измерять величину постоянного тока (или падение напряжения на известном сопротивлении, через которое этот ток протекает). Если же  $RC$  мало по сравнению с временем между актами ионизации, то собираемые в каждом таком акте заряды (или соответствующие потенциалы) могут быть измерены с помощью подходящих импульсных схем.

**Камеры постоянного тока.** Простейшими и наименее дорогими устройствами такого рода (ранее широко использовавшимися, но теперь устаревшими) являются различные типы электроскопов. Электроскоп с электродами в виде кварцевой нити или золотых лепестков сначала заряжается до потенциала  $V$ , а затем измеряется изменение  $\Delta V$ , вызванное собранным зарядом ионов, в зависимости от времени. Если собран заряд  $q$ , то суммарное изменение потенциала  $\Delta V = q/C$ , где  $C$  — емкость системы электродов (она приблизительно постоянна). Выраженная в сантиметрах или микромикрофарадах емкость  $C$  имеет тот же порядок величины, что и размеры системы электродов в сантиметрах. Лауритсеновским электроскопом с кварцевой нитью можно легко измерять интенсивности в области от  $10^3$  до  $10^6$   $\beta$ -частиц, попадающих в камеру за одну минуту.

Другим типом прибора того же рода является ионизационная камера, включенная на вход электронного усилителя постоянного тока. Ионизационный ток начинает течь через очень большое сопротивление  $R$ , и возникающее при этом напряжение  $V = IR$  поступает на управляющую сетку электронной лампы и измеряется по анодному току последней (например, гальванометром). Для измерения очень малых токов необходимы лампы с очень низким собственным сеточным током. Весьма важна также и высокая стабильность схемы, поэтому обычно используются различные стабилизирующие устройства, для того чтобы уменьшить влияние изменений напряжения питания.

В качестве газа в ионизационной камере может находиться воздух при атмосферном давлении; это позволяет использовать для входного окошка чрезвычайно тонкие алюминиевые фольги (что существенно для регистрации частиц малой энергии), но в то же время делает чувствительность камеры к проникающим излучениям зависящей от барометрического давления. Находят применение также и закрытые герметизированные камеры; в специальных случаях, например при работе с  $\beta$ -излучателями малых энергий, такими, как  $C^{14}$  и  $H^3$ , последние могут вводиться непосредственно в объем камеры, становясь, таким образом, компонентами газа. Если нужно регистрировать гамма- и рентгеновские лучи, ионизационную камеру можно наполнять фреоном (хлорфторметан) или бромистым метилом при давлении в несколько атмосфер.

Камера постоянного тока с  $R = 10^{11}$  ом «чувствует» 500  $\beta$ -частиц в минуту. При  $R = 10^8$  ом можно измерять около  $10^7$   $\beta$ -частиц в минуту.

В качестве примера вычислим ионизационный ток в камере  $I$  и падение напряжения  $IR$  при следующих условиях:  $R = 10^{11}$  ом; образец представ-

ляет собой  $\beta$ -излучатель средней энергии с активностью 1000 распадов/мин; геометрия такова, что 50%  $\beta$ -частиц входят в эффективный объем наполненной воздухом камеры и средняя длина пробега  $\beta$ -частиц в камере равна 8 см. Ожидаемое\* число пар ионов составляет около  $1000 \cdot 0,50 \cdot 80 \cdot 10 = 4 \cdot 10^5$  в минуту или  $6,7 \cdot 10^3$  в секунду. Этому заряду (в сек) соответствует ток

$$I = 6,7 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ а.}$$

Отсюда

$$IR = 1,1 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{11} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ в.}$$

Если не совсем понятно употребление числа пар ионов вместо их полного числа, то нужно вспомнить, что на каждом электроде собирается лишь половина всех ионов (с соответствующим знаком заряда).

**Динамический электрометр.** Даже если на выходе ионизационной камеры используются специальные радиолампы и стабилизированные схемы, усилители постоянного тока все же слишком восприимчивы к различным помехам и дрейфу и с их помощью гораздо труднее осуществить усиление на нескольких последовательных каскадах, чем это можно сделать при использовании усилителей переменного тока. Существенным шагом является применение конденсатора с периодически меняющейся емкостью, подключенного к фиксированному электроду и превращающего  $IR$ -напряжение в приблизительно синусоидально меняющийся потенциал; этот переменный сигнал усиливается затем высокостабильным усилителем звуковых частот. Такой прибор — динамический электрометр, — будучи соединен с обычной ионизационной камерой, без труда измеряет  $10^{-15}$  а, что соответствует 1000  $\beta$ -распадов в минуту. При работе с ним не приходится испытывать затруднений, связанных с дрейфом нуля или внешними помехами.

Поскольку генерируемое язычком конденсатора напряжение зависит от амплитуды его колебаний, это устройство почти всегда применяется как нулевой прибор. Создаваемое ионизационным током камеры напряжение  $IR$  (при величине  $R$  до  $10^{12}$  ом) прикладывается к одной из обкладок динамического конденсатора, а к другой — точно известное опорное постоянное напряжение от потенциометра. Когда эти два напряжения одинаковы, переменный сигнал на выходе отсутствует. В коммерческих приборах нулевая точка находится электронными методами, а связанный с опорным напряжением соответствующий вольтметр показывает ионизационный ток.

Для большинства приложений, требующих высокой чувствительности и стабильности, обычно выбирается динамический электрометр. Язычки конденсаторов должны выполняться с высокой точностью, и весь комплект оборудования стоит достаточно дорого.

**Ионизационные камеры с импульсными усилителями** [2, 3, 4]. Для измерения отдельного импульса ионизации камера может быть непосредственно подключена к усилителю переменного напряжения. Короткий всплеск интенсивной ионизации (например, при прохождении через камеру  $\alpha$ -частицы) приведет к быстрому изменению потенциала сетки первой усилительной лампы; этот потенциал вернется к своему начальному значению за время порядка  $RC$ , где  $C$  представляет собой распределенную

\* Принятая в расчете величина плотности ионизации, равная 10 парам ионов на миллиметр (по всему пробегу в 80 мм), следует из данных гл. IV об ионизации  $\beta$ -лучами.

емкость сетки и системы электродов, а  $R$  — эффективное сопротивление на землю. При достаточном усилении на выходе усилителя возникнет большой импульс; форма этого импульса напряжения будет зависеть от нескольких факторов, включая и величину  $RC$  и его частотные характеристики. Как правило, стремятся к тому, чтобы амплитуда импульса на выходе была пропорциональна величине ионизации, созданной частицей в камере; такого рода прибор часто называют просто линейным или линейным импульсным усилителем.

Подобный прибор применяется для счета одиночных  $\alpha$ -частиц, поэтому можно оценить величину необходимого коэффициента усиления. Быстрая  $\alpha$ -частица создает при движении в камере около 25 000 пар ионов на 1 см; при этом должен собираться заряд  $q \cong 25\,000 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cong 4 \cdot 10^{-15}$  к. Полагая  $C \cong 10$  пф, имеем тогда  $V = q/C \cong 4 \cdot 10^{-4}$  в. Если на выходе нужно получить импульс 10 в (для осциллографического наблюдения или запуска пересчетной схемы), то требуемое усиление составляет  $2,5 \cdot 10^4$ . Для этого можно использовать три усилительных каскада, каждый с коэффициентом усиления около 30.

Работающая ионизационная камера может иметь фоновую скорость счета порядка 0,1—1  $\alpha$ -частиц в минуту; можем положить, таким образом, легко регистрируемый нижний предел активности равным  $\cong 1$   $\alpha$ -распаду в минуту (при геометрии 2л). Максимально допустимая скорость счета системы усилитель — регистратор ограничивается длительностью ( $\cong RC$ ) импульса напряжения, ибо если скорость поступления импульсов на вход такова, что существует заметная вероятность следования их друг за другом в пределах интервала  $RC$ , то возникнет заметная ошибка в скорости счета. При  $R = 10^8$  ом величина  $RC$  составляет примерно  $10^{-3}$  сек и верхним пределом будет несколько тысяч импульсов в минуту. Конечно,  $R$  можно легко уменьшить, однако полное напряжение  $q/C$  достигается только в том случае, если  $RC$  велико по сравнению с временем сбора ионов в камере. Скорость  $v$  ионов в воздухе при градиенте напряжения  $E$  (в/см) составляет около (возможно, 1,5)  $E$  см/сек; при напряжении 1000 в, поданном на камеру с зазором 0,4 см, скорость  $v \cong 4000$  см/сек, а время собирания ионов  $\cong 0,4/4000 \cong 10^{-4}$  сек. На практике  $RC$  обычно подбирается несколько больше этого времени; не рекомендуется терять слишком большую часть импульса напряжения, так как при высоких коэффициентах усиления возникают значительные трудности, связанные с «шумом» лампы и микрофонными эффектами (чувствительность камеры и усилителя к сотрясениям).

В закрытых ионизационных камерах, наполненных чистым аргоном, азотом или некоторыми другими газами, возникающие в процессе ионизации электроны не прилипают к молекулам газа, что привело бы к образованию отрицательно заряженных ионов, а остаются главным образом свободными частицами. В электрическом поле скорость дрейфа электронов много больше скорости ионов, и они достигают собирающего электрода примерно за  $10^{-6}$  сек. При этом могут быть достигнуты не только гораздо более высокие скорости счета, но также и значительное уменьшение влияния микрофонных возмущений (если усилитель чувствителен лишь к высоким частотам). В силу этих причин большинство современных ионизационных камер работает только на электронном собирании.

Одним из наиболее важных применений ионизационных камер является точное измерение энергии  $\alpha$ -частиц или других ионов с дискретными спектрами. Для этой задачи необходимо, чтобы полный пробег частицы укладывался в объеме камеры. Кроме того, должны быть приняты меры для

обеспечения независимости характеристик импульса напряжения от расположения акта ионизации в объеме камеры. В обычной камере с плоско-параллельными электродами, работающей на электронном собирании, облако положительных ионов обгоняется электронами и индуцирует затем на собирающем электроде так называемый отраженный заряд, величина которого зависит от расстояния между ионами и коллектором. Это означает, что  $\alpha$ -частицы с одинаковой энергией, но движущиеся по различным траекториям создадут импульсы разной амплитуды. Для устранения этого эффекта между коллектором и областью ионизации обычно располагается отрицательно заряженная сетка, экранирующая коллектор от положительных ионов и не препятствующая в то же время движению электронов к нему. В таких камерах с сеткой амплитуда импульса не зависит от положения трека и достигается превосходное разрешение по энергии (для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 Мэв полуширина на полувысоте составляет 0,6%).

Ионизационные камеры с линейными усилителями можно применять и для регистрации актов деления; осколки деления легко отличить от  $\alpha$ -частиц, так как их энергия в 10—20 раз больше, что позволяет измерять чрезвычайно редкие акты деления (порядка одного импульса в день) при наличии высоких потоков  $\alpha$ -частиц. Это обстоятельство оказалось весьма существенным при определении скоростей распада некоторых спонтанно делящихся изотопов. Камеры деления полезны также для регистрации нейтронов.

В обычных камерах  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -лучи не создают достаточной ионизации, а следовательно, и импульсов, заметных на фоне шумов.

### 3. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ [5]

Кристаллы изолятора в качестве счетчиков. Принцип действия ионизационной камеры не исчерпывается газонаполненными камерами. Использование для этой цели более плотных ионизируемых сред дает очевидные преимущества: не прибегая к неоправданно большим объемам, ионы с большой энергией можно полностью остановить в пределах камеры; при этом получаются вполне регистрируемые импульсы при прохождении отдельных электронов или  $\gamma$ -квантов, несмотря на их низкую удельную ионизацию. Были испытаны ионизационные камеры, наполненные жидким аргоном, однако более перспективными инструментами стали так называемые кристаллические счетчики, являющиеся, по существу, ионизационными камерами с твердыми диэлектриками между плоско-параллельными электродами. Ионизирующее излучение перебрасывает электроны в полосу проводимости — процесс, аналогичный ионизации атома или молекулы, — и эти электроны затем движутся с достаточно высокими подвижностями к положительному электроду. Положительные заряды (электронные «дырки») движутся в противоположном направлении, но не за счет движения ионов по объему кристалла, а в результате последовательных обменов электронами между соседними положениями в решетке. Кристаллы алмаза и сульфида кадмия успешно применялись для этих целей при комнатной температуре. Другие кристаллы, такие, как галогениды серебра и таллия, являющиеся ионными проводниками при комнатной температуре, могут использоваться при низких температурах. Средняя энергия, необходимая для перевода электрона в полосу проводимости, составляет для таких твердых диэлектриков, как правило, около 10 эв, что меньше, чем средняя энергия ( $\sim 30$  эв), расходуемая на образование пары ионов в газе.

Полупроводники в качестве ионизационных камер. При использовании кристаллических счетчиков возникают серьезные ограничения, обусловленные тенденцией носителей заряда (электронов и положительных «дырок») захватываться примесями и дефектами кристалла; захваченные заряды искажают приложенное поле и ведут к поляризации кристалла и к различным амплитудам импульса от монэнергетических ионизирующих частиц. Помимо этого, воспроизводимость недостаточно хороша при смене кристаллов. Эти недостатки в значительной мере устранены в недавно разработанных полупроводниковых приборах. Подвижности и времени жизни носителей заряда в полупроводниках гораздо больше, чем в изоляторах, и поэтому захват носителей представляет существенно менее сложную проблему. Кроме того, энергетическая щель между самой верхней заполненной полосой и полосой проводимости составляет в полупроводниках, как правило, всего лишь  $\sim 1$  эв; это означает, что необходимая для образования пары электрон — дырка энергия относительно невелика и, следовательно, полупроводниковые детекторы потенциально обладают хорошим энергетическим разрешением.

До сих пор наиболее широко используемым полупроводниковым материалом для регистрации излучений является кремний — с запрещенной полосой 1,1 эв и средней энергией  $\epsilon$  образования пары электрон — дырка 3,5 эв\*. В германии  $\epsilon$  еще меньше (2,9 эв), однако малая ширина его запрещенной полосы (0,66 эв) приводит уже при комнатной температуре к чрезмерному тепловому возбуждению, перебрасываемому электронами через полосу; по этой причине германиевые детекторы необходимо охлаждать, чтобы исключить тепловые шумы. Несмотря на это неудобство, германиевые детекторы начинают все шире применяться для целей  $\gamma$ -спектрометрии благодаря большому  $Z$  германия, что делает их гораздо более чувствительными к  $\gamma$ -лучам по сравнению с кристаллами кремния.

Природа полупроводника такова, что, как только к нему прикладывается электрическое поле, через него идет ток утечки\*\*. Чтобы изготавливаемые полупроводники были пригодны в качестве детекторов частиц, нужно уметь накладывать значительные электрические поля в отсутствие таких чрезмерно больших токов утечки. Для этого были использованы два основных метода: контролируемое введение определенных примесей, что значительно увеличивает удельное сопротивление, и применение диодов с обратным смещением. Сначала рассмотрим второй тип прибора.

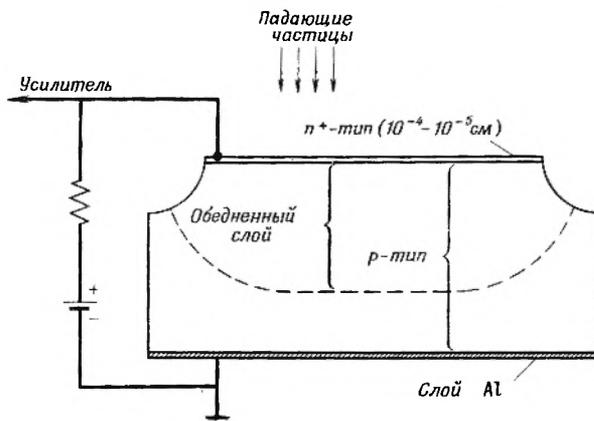
В детекторе с обратным смещением барьер для тока утечки обеспечивается либо соответствующей химической обработкой одной из поверхностей («поверхностно-барьерный детектор»), либо созданием  $p$  —  $n$ -перехода\*\*\* («детектор с диффузионным переходом»). На рис. 34 схематически

\* По-видимому, в кремнии  $\epsilon$  не зависит от энергии и типа ионизирующей частицы (электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы и тяжелые ионы). Величина  $\epsilon$  всегда больше энергетической щели между полосами, ибо некоторая энергия затрачивается на взаимодействие с колебаниями решетки. Это аналогично ситуации в газах, где требуемая для образования пары ионов энергия всегда больше потенциала ионизации в силу «потерь» на процессы возбуждения и диссоциации.

\*\* Через пластинку кремния с максимально возможным удельным сопротивлением ( $\approx 10^4$  ом/см), толщиной 0,5 см и площадью 1 см<sup>2</sup> будет протекать ток 0,1 а при электрическом поле  $10^3$  в на 1 см.

\*\*\* Полупроводники  $p$ - и  $n$ -типа характеризуются избытком положительных (дырок) или отрицательных (электронов) носителей заряда соответственно. Небольшие концентрации примесей можно использовать для изготовления полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов. В кремнии и германии, например, фосфор и мышьяк служат донорами электронов и дают  $n$ -тип; бор и галлий являются акцепторами и дают  $p$ -тип. Полупроводники, сильно насыщенные акцепторными или донорными примесями, обозначаются  $p^+$  и  $n^+$ .

показан детектор с  $p-n$ -переходом, изготовленный из кремния  $p$ -типа. На одной стороне его поверхности посредством диффузии фосфора (т. е. нанесением  $P_2O_5$  на поверхность и последующим нагреванием пластинки) создается тонкий ( $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см) слой кремния  $n^+$ -типа. На противоположную сторону пластинки напыляется тонкий слой алюминия (чтобы легче выполнить электрический контакт), а грани детектора травятся для уменьшения поверхностной утечки; затем прикладывается обратное смещение (плюс — к  $n$ -типу и минус — к  $p$ -типу), обеспечивающее поле порядка  $10^3$  в на 1 см. В присутствии этого поля положительные дырки в кремнии  $p$ -типа начинают притягиваться к отрицательному электроду, а электроны — к  $p-n$ -переходу, и, таким образом, в материале  $p$ -типа



Р и с. 34. Схематическое изображение детектора с  $p-n$ -переходом.

возникает «обедненный слой» с очень малой концентрацией свободных носителей заряда. Результатом этого является чрезвычайно низкий ток утечки. Толщина обедненного слоя зависит от величины приложенного поля. При попадании в детектор ионизирующей частицы (обычно со стороны  $p-n$ -перехода) обедненный слой служит в качестве чувствительного объема, и образовавшиеся в нем электронно-дырочные пары будут быстро собираться (скорости носителей достигают  $10^6$ — $10^7$  см/сек). Интересной особенностью твердых полупроводниковых детекторов является то, что подвижность дырок всего лишь вдвое меньше электронной (в противоположность малой подвижности положительных ионов в газах), так что обычно собираются все носители заряда и величина созданного тока поэтому не зависит от положения акта ионизации в чувствительном объеме.

Описанные общие свойства детектора с  $p-n^+$ -переходом в равной мере относятся и к детектору с  $n-p^+$ -переходом, изготовленному из кремния  $n$ -типа, в котором  $p$ -слой создан диффузией бора или галлия. Поверхностно-барьерные детекторы, выполненные, например, с помощью напыления тонкого слоя золота или никеля на кремний  $n$ -типа или окислением травленной поверхности кремния  $n$ -типа, работают по существу подобным же образом, хотя механизм поверхностно-барьерных переходов пока не вполне ясен.

Глубина  $w$  обедненного слоя приблизительно пропорциональна  $\sqrt{\rho V}$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление кремния в основной массе детектора, а  $V$  — приложенное напряжение. Для кремния  $p$ -типа

$$w \cong 3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho V} \text{ см}, \quad (1)$$

причем  $\rho$  дается в  $\text{ом/см}$ , а  $V$  — в вольтах. В кремнии  $p$ -типа ( $10^4 \text{ ом/см}$ ) при смещении  $\approx 500 \text{ в}$  были достигнуты глубины обедненных слоев, близкие к  $0,1 \text{ см}$ . Однако получение достаточно чистого кремния (с еще более высоким удельным сопротивлением) является очень трудной задачей, а величина смещения ограничивается пробоем перехода.

Для некоторых целей желательно получать чувствительные объемы, большие, чем это может быть достигнуто в детекторах с диффузионным переходом. Перспективным методом представляется получение очень большого удельного сопротивления посредством контролируемой компенсации избытка акцепторов в обычном материале  $p$ -типа ( $10-100 \text{ ом/см}$ ) добавкой донорных атомов (обычно атомов лития). Задача состоит в том, чтобы обеспечить диффузию лития в кремний при повышенной температуре ( $120-150^\circ$ ) и при обратном напряжении смещения. При этих условиях подвижность ионов  $\text{Li}^+$  велика, и под действием приложенного напряжения смещения они дрейфуют к отрицательному электроду. Если достигается почти полная компенсация акцептора донором (литий), то создаваемый ионами  $\text{Li}^+$  (и электронами) ток может практически стать равным нулю; таким способом были получены удельные сопротивления  $\approx 10^5 \text{ ом/см}$ , и в такого рода детекторах, полученных дрейфом  $\text{Li}$  при сравнительно умеренных напряжениях смещения, легко обеспечиваются распределенные по области компенсации обедненные слои толщиной в несколько миллиметров. Соотношение (4) неприменимо к таким детекторам. Детекторы из насыщенного литием германия особенно интересны для регистрации  $\gamma$ -квантов.

Полупроводниковые детекторы обладают многими преимуществами перед другими счетчиками ядерных частиц; основными из них являются хорошее энергетическое разрешение (примерно в 3 и 10 раз лучше, чем для газонаполненных ионизационных камер и сцинтилляционных счетчиков соответственно), их линейность в зависимости от энергии различных частиц, малые времена нарастания импульса. До сих пор они использовались главным образом для спектроскопии протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц, осколков деления и различных тяжелых ионов; однако с получением методики, основанной на дрейфе лития, существенно возросла их значимость для спектроскопии электронов и  $\gamma$ -квантов. Компактность полупроводниковых детекторов, их нечувствительность к низким температурам и магнитным полям позволяют использовать эти приборы в самых различных целях.

Амплитуды выходных импульсов полупроводниковых детекторов достигают величины порядка милливольт, и поэтому требуются усилители с весьма большим коэффициентом усиления; если же нужно использовать все преимущества высокой разрешающей способности, присущей этим счетчикам, то особое внимание следует уделить достижению низкого уровня шумов в электронных схемах.

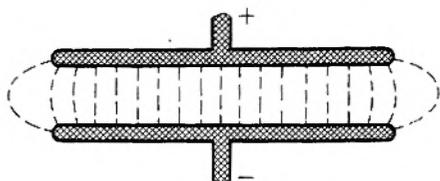
#### 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ [4, 6, 7]

В предыдущем разделе были рассмотрены методы регистрации, основанные на собирании ионного тока насыщения в ионизационных камерах. Как уже отмечалось, при достаточно высоком приложенном напряжении ионный ток или амплитуда импульса в такого рода приборах превышают величину тока насыщения, так как движущиеся в таких больших полях электроны приобретают энергию, достаточную для того, чтобы вызвать вторичную ионизацию. Практическое использование газового усиления

связано с импульсным режимом (малые значения  $RC$ ), а работающие в таком режиме приборы относятся к «счетчикам». Собираение ионов в области усиленного ионизационного тока ограничилось газонаполненными системами электродов, хотя сама по себе эта идея может быть разумно использована и в случае твердых и жидких сред.

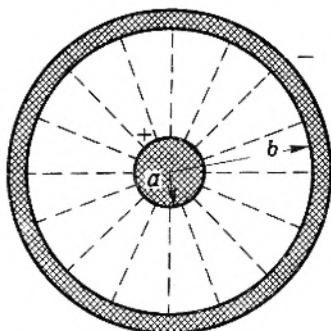
Чтобы получить определенного рода режим усиления ионизационного тока, рассмотрим сначала возможность простого увеличения напряжения, приложенного к плоско-параллельным электродам обычной ионизационной камеры, что, правда, как правило, не применяется в силу ряда причин, о которых говорится в приводимом ниже обсуждении.

**Градиенты напряжения и форма электродов.** На рис. 35 показаны силовые линии электростатического поля между плоско-параллельными электродами. Плотность таких линий является мерой градиента напряжения (поля)  $E$  в какой-либо области. Градиент поля одинаков всюду между



Р и с. 35. Силовые линии электростатического поля между плоско-параллельными электродами.

пластинами, исключая лишь области вблизи краев, и равен приложенной разности потенциалов  $\Delta V$ , деленной на расстояние между электродами. Силовые линии сходятся в случае искривленных электродов (как,



Р и с. 36. Силовые линии электростатического поля между коаксильными цилиндрическими электродами.

например, сфера, нить или острие), и если параллельные пластины изготовлены недостаточно гладкими, то в местах неоднородностей поверхности будут возникать высокие локальные градиенты поля.

В счетчиках один из электродов является обычно цилиндром, другой — аксиальной нитью. На рис. 36 виден поперечный разрез счетчика, причем радиус нити сильно увеличен; схематически показаны силовые

линии внутри него. Легко заметить, что их плотность обратно пропорциональна радиальному расстоянию  $r$ , т. е.

$$E = \frac{k}{r}. \quad (2)$$

По определению,  $E = dV/dr$ , и можно представить разность потенциалов между электродами, имеющими радиусы  $a$  и  $b$ , в виде

$$\Delta V = \int_{r=a}^{r=b} dV = \int_a^b E dr = \int_a^b \frac{k}{r} dr = k \ln \left( \frac{b}{a} \right). \quad (3)$$

В практических случаях  $b = 1$  см,  $a = 4 \cdot 10^{-3}$  см и  $\Delta V = 1000$  в. Тогда

$$1000 = k \cdot \ln \left( \frac{1}{4 \cdot 10^{-3}} \right) = 5,5k; \quad k = 180.$$

Градиенты электрического поля на стенке и нити равны

$$E_b = 180 \text{ в/см};$$

$$E_a = \frac{180}{4 \cdot 10^{-3}} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ в/см}.$$

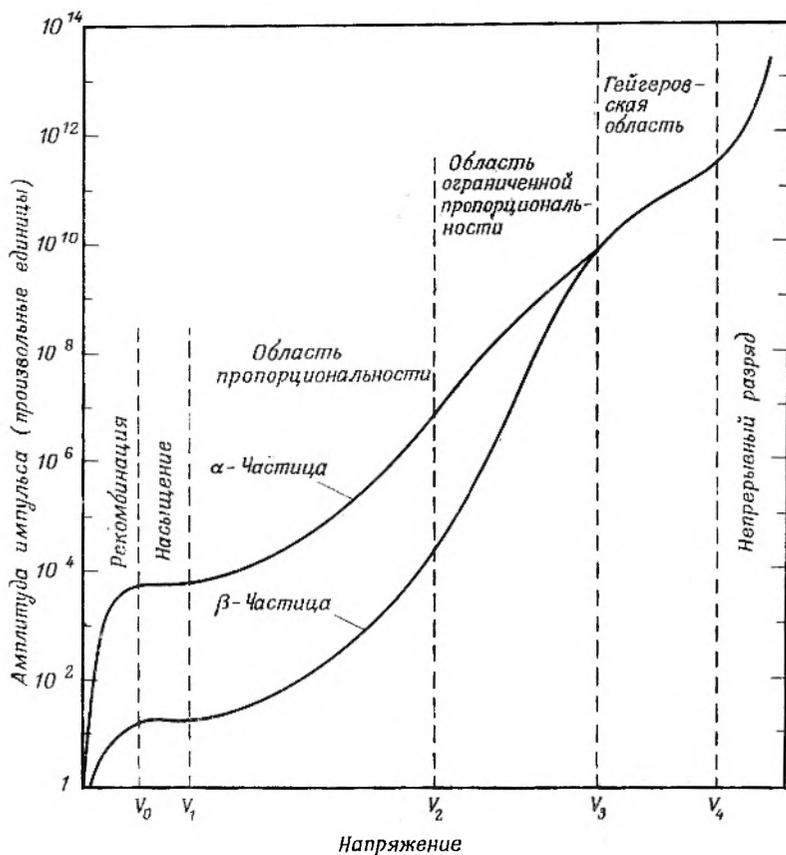
Поле на нити и в небольшой области вокруг нее выше максимального значения, при котором еще имеет место насыщение (примерно  $10^3$  в/см в обычных газовых счетчиках). Разность потенциалов всегда прикладывается таким образом, чтобы на стенке (катод) был минус относительно нити (анод); при этом на нити собираются электроны и отрицательные ионы.

**Область режима усиления.** С помощью только что описанной системы электродов (цилиндрический катод и анод в виде аксиальной нити), наполненной подходящим газом и включенной на вход усилителя с большим усилением и затем на осциллограф, можно получить зависимость амплитуды импульсов от приложенного напряжения, которая будет выражаться приблизительно так же, как на рис. 37. Кривые представлены для двух типов ионизирующих частиц; частицы одного типа теряют в объеме камеры энергию в несколько сот раз большую, чем другие (это могут быть, например,  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы соответственно).

Как уже говорилось выше, в области насыщения создаваемые  $\beta$ -частицами импульсы напряжения, как правило, слишком малы для того, чтобы их регистрировать обычными усилителями, в то время как  $\alpha$ -частицы дают импульсы, измеримые чувствительным усилителем. Поскольку напряжение превышает предел, соответствующий области насыщения, амплитуда импульса также возрастает вследствие вторичной ионизации под действием ускоряющихся в поле с большим градиентом (вблизи нити) электронов. Для довольно большой области напряжений ( $V_1$  и  $V_2$  на рис. 37 имеют обычно величины порядка от нескольких сот до тысячи вольт) отношение амплитуд импульсов, созданных различными актами ионизации, не зависит от приложенного напряжения, или, другими словами, амплитуда импульса пропорциональна количеству энергии, оставляемому первичной частицей в камере. В этой области энергий прибор работает как пропорциональный счетчик. Коэффициенты усиления (число электронов, собираемых на каждую начальную пару ионов) в обычных пропорциональных счетчиках могут изменяться примерно от 10 до  $10^4$ .

Необходимое усиление внешнего усилителя зависит от этой характеристики и рода регистрируемого излучения.

При дальнейшем возрастании напряжения (выше  $V_2$ ) амплитуда импульса продолжает увеличиваться. В области между  $V_2$  и  $V_3$  амплитуды

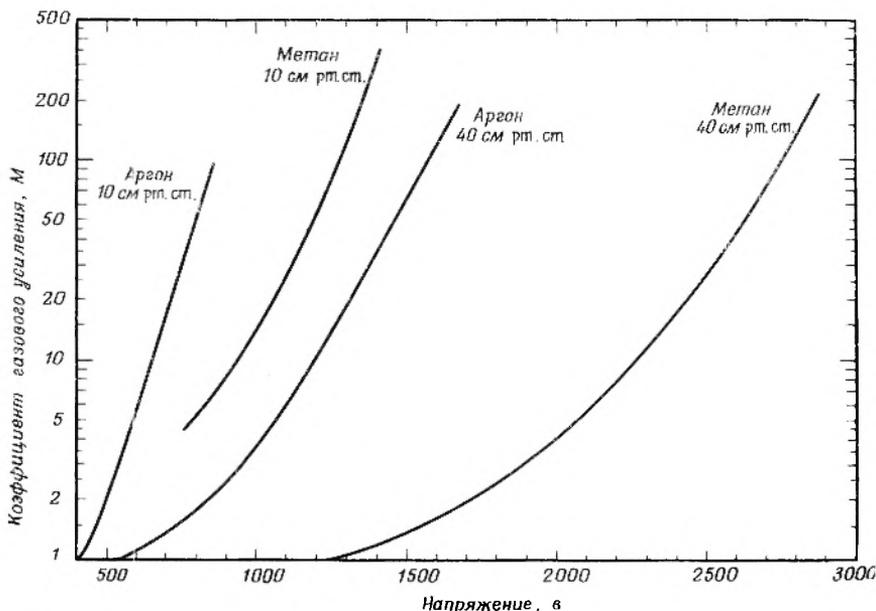


Р и с. 37. Зависимость амплитуды импульса от напряжения.

все еще связаны с начальной интенсивностью ионизации, но уже не пропорциональны ей. Этот интервал иногда называется областью ограниченной пропорциональности. Наконец, при напряжении  $V_3$  амплитуда импульса перестает зависеть от начальной ионизации: импульс, вызванный одной парой ионов, неотличим от импульса, обусловленного прохождением осколка деления, теряющего всю свою энергию. Прибор, работающий в этой области, называется счетчиком Гейгера — Мюллера. Амплитуда импульса обычно порядка нескольких вольт, и в случае необходимости требуется лишь весьма незначительное усиление. При еще более высоком напряжении ( $V_4$ ) прекращается гейгеровский режим и начинается самовозбуждение, а затем в конце концов в счетчике возникает непрерывный разряд.

**Газовое усиление.** Коэффициент газового усиления, достигаемый в счетчике, зависит от природы и давления газа, от размеров счетчика, особенно от диаметра нити и приложенного напряжения. Из выражения (2)

ясно, что с уменьшением диаметра нити напряженность поля в непосредственной близости от нее быстро возрастает и что с увеличением приложенного напряжения становится все большей область вокруг нити, где градиент поля превышает минимальную величину, необходимую для начала газового усиления. Следует также ожидать, что критическое значение градиента поля будет изменяться от газа к газу, будучи, вообще говоря, больше для многоатомных, чем для благородных газов. Поскольку,



Р и с. 38. Коэффициенты усиления в аргоне и метане в зависимости от напряжения. Радиус нити  $a = 0,13$  мм, радиус катода  $b = 10$  мм. (Данные работы [7].)

наконец, электрон должен приобретать достаточную энергию между столкновениями, чтобы вызвать ионизацию, при всех прочих равных условиях коэффициент усиления снижается при уменьшении среднего свободного пробега, т. е. при увеличении давления газа. Было показано [7], что для данного газа функциональная зависимость коэффициента газового усиления  $M$  от радиуса нити  $a$ , радиуса катода  $b$ , давления  $P$  и напряжения  $V$  имеет вид

$$M = f \left[ \frac{V}{11 \ln(b/a)}, (Pa) \right]. \quad (4)$$

В качестве иллюстрации на рис. 38 показано изменение (по данным [7])  $M$  в зависимости от напряжения (в аргоне и метане) при двух разных давлениях. Как следует из этих данных, относительно малая примесь аргона значительно понижает порог и рабочее напряжение наполненных метаном пропорциональных счетчиков. С другой стороны, наличие метана или других многоатомных газов в наполненных аргонном счетчиках ослабляет зависимость  $M$  от напряжения питания и, следовательно, увеличивает стабильность по отношению к его изменениям.

**Пропорциональные счетчики** [2, 8, 9]. Истинная пропорциональность амплитуды импульса первичной ионизации требует, чтобы созданные в ио-

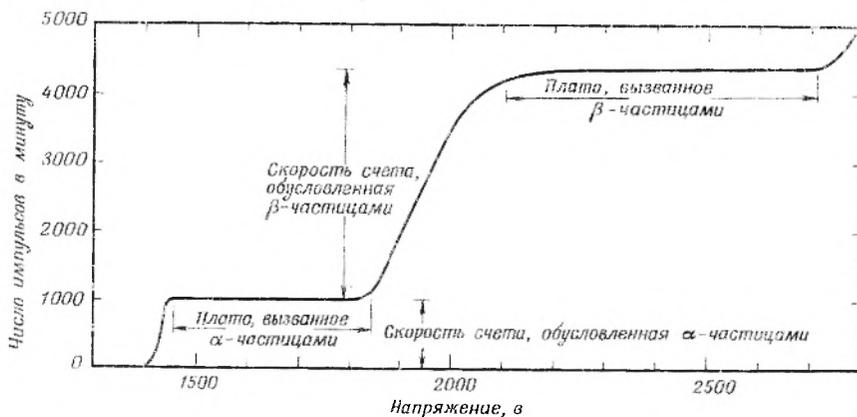
низационном треке отдельными первичными электронами лавины совершенно не зависели бы одна от другой; таким образом, каждая лавина должна ограничиваться очень малой областью возле центральной нити. В течение лавинообразного возбуждения молекул может иметь место излучение фотонов ультрафиолетовой части спектра, которые в свою очередь способны выбивать фотоэлектроны из катода или некоторых компонентов газа. При достаточно высоких напряжениях число фотонов на первичный электрон становится столь большим, что благодаря таким фотоионизационным явлениям данная лавина может оказаться размазанной вдоль всего счетчика; величина импульса на выходе не зависит более от первичной ионизации — этот режим является гейгеровским.

Говоря об ионизационных камерах, мы отметили, что амплитуда импульса, соответствующая данному акту ионизации, зависит от положения трека. В пропорциональных счетчиках это не так: при любой умеренной величине  $M$  вклад в результирующий импульс за счет собирания первичных электронов и ионов пренебрежимо мал, а величина лавинной ионизации не зависит от положения трека при условии, что он не находится слишком близко к нити — аноду. Так как область газового усиления ограничивается небольшими расстояниями от нити, электроны проходят лишь малую часть приложенной к счетчику разности потенциалов и дают поэтому относительно малый вклад в величину импульса. Основная доля амплитуды импульса создается движением положительных ионов от центральной нити к катоду (эффект, аналогичный возникновению изображения заряда в ионизационных камерах). Хотя полное время собирания положительных ионов на катоде составляет обычно  $10^{-3}$  сек, изменение градиента поля по радиусу таково, что импульс вначале нарастает очень быстро, а затем достигает своей максимальной величины крайне медленно. Если время полного собирания есть  $T$ , то время, за которое импульс достигнет половины своей максимальной величины, равно около  $(a/b)T$ , что составляет обычно  $\sim 10^{-6}$  сек. Поэтому для «ограничения» импульсов от пропорциональных счетчиков применяются усилительные схемы с постоянной времени такого же порядка величины.

С помощью только что упомянутого ограничителя пропорциональный счетчик может регистрировать очередной акт ионизации через 1—2 мксек после предыдущего, т. е. такие счетчики могут использоваться при скоростях счета до  $\sim 10^6$  1/мин при очень малом числе просчетов за счет мертвого времени (ср. гл. VI, раздел E). Это одно из их основных преимуществ перед гораздо более медленными счетчиками Гейгера — Мюллера, даже в том случае, когда несущественна пропорциональность. Следует заметить, однако, что даже при резком ограничении пропорциональность сохраняется, ибо форма импульса не зависит от его амплитуды. Пропорциональные счетчики, вообще говоря, являются также более стабильными и воспроизводимыми при работе, чем счетчики Гейгера — Мюллера; они обладают более плоским и протяженным плато по напряжению.

Такое плато представляет собой область, в пределах которой скорость счета, создаваемая каким-либо постоянным источником излучения, не зависит от приложенной разности потенциалов. Заметим, что здесь обращается внимание на поведение *скорости счета*, а не *амплитуды импульса* (как на рис. 37) в зависимости от напряжения. Во всей области пропорциональности при данных потерях энергии в счетчике амплитуда импульса возрастает с напряжением, а наблюдаемая скорость счета должна еще обнаруживать плато. При соответствующем усилении положение плато будет зависеть от величины первичной ионизации, создаваемой в счетчи-

ке в результате каждого прохождения частицы. Таким образом, становится возможным поставить пропорциональный счетчик в такой режим по напряжению, когда он обнаруживает плато для  $\alpha$ -частиц (которые могут создавать в счетчике  $2 \cdot 10^5$  первичных пар ионов), но является нечувствительным к  $\beta$ -частицам, вызывающим примерно в 100 раз меньшую ионизацию; в области более высоких напряжений у того же самого счетчика будет (в общем случае) другое плато, на котором будут регистрироваться оба типа



Р и с. 39. Скорость счета как функция напряжения, приложенного к пропорциональному счетчику, который облучается  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицами.

излучения. На рис. 39 показана счетная характеристика такого прибора для смешанного источника  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц. Плато протяженностью в несколько сот вольт и наклоном 1% (или менее) на сто вольт представляет собой довольно обычное свойство счетчиков. Характеристики плато отнюдь не являются независимыми от связанных со счетчиками электронных схем; на начало и протяженность плато влияет уровень дискриминации. Дискриминатор представляет собой прибор, используемый для отрезания импульсов, амплитуда которых ниже некоторой определенной величины, и необходимый обычно для устранения электронных шумов.

Существует несколько типов пропорциональных счетчиков. Широко распространены счетчики проточного типа, в которых смесь аргон — метан или другая газовая смесь с малой скоростью протекает при атмосферном давлении из баллона со сжатым газом через счетчик. Такая операция позволяет избежать «изнашивания» газа и свести к минимуму эффекты, связанные с его утечкой. В некоторых конструкциях исследуемый источник вводится внутрь газового объема счетчика через воздушный затвор; другие снабжены окошками, закрытыми тонкими фольгами алюминия либо синтетическими пленками с аквадагом или напыленным на них металлом. Тонкие бериллиевые окошки иногда используются для регистрации очень мягких рентгеновских лучей.

Для некоторых целей пропорциональный режим работы счетчика может быть особенно полезным. Так, например, если размеры счетчика достаточно велики для того, чтобы удержать внутри всю созданную каким-либо излучением ионизацию, то амплитуда импульса (наблюдаемая на выходе линейного усилителя) служит мерой энергии этого излучения. Пропорциональный счетчик, следовательно, оказывается весьма полез-

ным спектрометром, особенно для  $\beta$ -лучей и конверсионных электронов (с энергиями ниже примерно  $0,15 \text{ Мэв}$ ) и для электромагнитного излучения низкой энергии, как, например, рентгеновских лучей. Спектрометрия  $X$ -лучей требует, чтобы размеры счетчиков были достаточно велики (несколько дюймов в диаметре); иногда они наполняются рабочим газом при давлении больше атмосферного для обеспечения возможно более полного поглощения  $X$ -лучей в газе счетчика.

**Счетчики Гейгера — Мюллера** [4, 8]. Как уже говорилось, область пропорционального режима работы счетчика ограничена (со стороны больших напряжений) началом фотоионизации; в результате этого процесса область интенсивной ионизации, созданной отдельным первичным электроном, размазывается вдоль всего анода, приводя, таким образом, к взаимодействию с лавинами, порожденными другими первичными частицами, и нарушая пропорциональность характеристики. При дальнейшем нарастании напряжения создается, наконец, ситуация, когда каждый акт ионизации размазывается по всей длине нити, а величина выходного импульса перестает зависеть от первичной ионизации — прибор работает как счетчик Гейгера.

В гейгеровском счетчике, как и в пропорциональном, образовавшиеся отрицательные ионы (главным образом свободные электроны) собираются на нить за очень малое время — порядка  $5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ ; однако теперь вся нить окружена оболочкой положительных ионов, что вызывает уменьшение градиента электрического поля ниже величины, необходимой для газового усиления. Следовательно, в отличие от пропорционального счетчика Гейгера — Мюллера остается нечувствительным после импульса и должен восстановиться, пока не станет возможной регистрация следующего акта. Восстановление происходит в результате миграции положительных ионов к катоду, на что требуется от 100 до 500  $\mu\text{сек}$ . Это и есть собственное мертвое время счетчика Гейгера — Мюллера, ограничивающее его применение скоростями счета не выше нескольких сот тысяч импульсов в минуту.

При собирании положительных ионов на катод поверхностью последнего могут быть испущены вторичные электроны, в результате чего в счетчике возникает новый разряд (через несколько сот микросекунд после первого), который совершенно не связан с исследуемым источником излучения. Для устранения такого рода самовозбуждающихся разрядов нашли применение две схемы. В одной из них используется гасящий контур, поддерживающий напряжение на счетчике ниже порога гейгеровского режима, когда положительные ионы приходят на катод. Однако гораздо более широкое распространение получили так называемые самогасящиеся счетчики Гейгера — Мюллера, в которых эмиссия вторичных электронов подавляется благодаря наличию многоатомного пара или газа (таких, как спирт, эфир или метан) в обычном рабочем газе (например, аргон). Подобные смеси эффективны, по-видимому, в силу того, что благодаря переносу электронов все положительные ионы при движении к катоду конвертируются в органические многоатомные ионы, которые могут диссипировать энергию за счет преддиссоциации, и вероятность эмиссии вторичных электронов поэтому очень сильно уменьшается. Они могут также гасить метастабильные состояния атомов аргона. Существенно, что органическая добавка после  $10^8$ — $10^9$  отсчетов в значительной мере оказывается израсходованной; многоатомный рабочий газ тетраметилсвинец не требует добавок. Рабочие газовые смеси, содержащие в качестве гасящих

примесей небольшие количества галогенов, при работе, видимо, не обедняются. Но по сравнению с другими типами галогенные самогасящиеся счетчики Гейгера — Мюллера обладают обычно худшими плато.

У правильно работающих счетчиков Гейгера наблюдаются плато по напряжению, которые, как правило, короче и имеют больший наклон, чем в случае пропорциональных счетчиков. По мере того как напряжение на счетчике превышает границу гейгеровского плато, с возрастающей частотой начинают появляться двойные, тройные и т. д. импульсы. Частота их следования во времени составляет несколько сот микросекунд, что свидетельствует о нарушении механизма самогашения на границе плато. При дальнейшем повышении напряжения в счетчиках возникает непрерывный тлеющий разряд.

Основное преимущество счетчиков Гейгера — Мюллера состоит в большой величине генерируемого ими импульса, что избавляет от необходимости использовать электронные усилители. Благодаря своей простоте в работе они на протяжении многих лет применялись гораздо шире, чем пропорциональные счетчики; в последние годы, однако, преимущества пропорционального счета и коммерческая доступность усилителей с большим усилением изменили эту тенденцию на обратную.

**Фон счетчиков.** Чувствительность гейгеровских и пропорциональных счетчиков ограничивается только фоновой скоростью счета, так как оба типа приборов регистрируют отдельные акты ионизации. Даже в лабораториях, свободных от радиохимических работ, всегда присутствуют небольшие активности, являющиеся примесями конструкционных материалов. Воздух также содержит заметное и изменяющееся количество радона и торона и продуктов их распада. Основная ионизация в воздухе на уровне земной поверхности создается именно этими двумя причинами, а также — в меньшей степени — космическим излучением. Поскольку, однако, сам счетчик защищен и находится в каком-либо здании, на него почти не воздействуют упомянутые  $\alpha$ -,  $\beta$ - и даже  $\gamma$ -излучения и наиболее значительный эффект оказывает космическое излучение. У чувствительного к  $\beta$ -излучению счетчика диаметром 2,5 см и длиной 6 см фоновая скорость счета может достигать около 30 *отсчетов/мин*; эту величину можно уменьшить до 15 *отсчетов*, помещая счетчик в обычную свинцовую защиту толщиной несколько сантиметров. Подлежащая определению мощность  $\beta$ -источника — около 10 *распад/мин* (при геометрии 50%, как и ранее) — является для такого счетчика минимальной. Для снижения фона используются иногда несколько методов, включающие, в частности, специальное экранирование и схемы антисовпадений, подавляющие отсчеты, обусловленные одновременным срабатыванием основного и соседних вспомогательных счетчиков (гл. XV, раздел А). Подобные методы применяются в ряде стандартных систем для измерения слабых активностей; в них достигается фоновая скорость счета менее 0,5 *имп/мин* при размерах счетчиков, приблизительно сходных с приведенными выше. В случае пропорциональных счетчиков возможно дальнейшее уменьшение фона с помощью схем блокирующих импульсы, величина которых не соответствует исследуемому излучению (см. раздел В). Пропорциональные счетчики, работающие на плато (по  $\alpha$ -частицам), не требуют каких-либо специальных экранов, и если они выполнены из надлежащим образом выбранных материалов, то фон может быть доведен до 0,1 *имп/мин*.

## Б. МЕТОДЫ, НЕ ОСНОВАННЫЕ НА СОБИРАНИИ ИОНОВ

### 1. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ

**Фотографические эмульсии** [10]. Исторически этот метод регистрации радиоактивности сложился при изучении общего почернения фотографических негативов, наблюдаемого после обычного химического проявления фотоматериалов. Вскоре этот метод был вытеснен ионизационными измерениями, но совсем недавно он вновь появился в виде кассет с фотопленкой, используемых для контроля за облучением персонала (см. раздел Г) и в  $\gamma$ -дефектоскопии (аналогичной рентгеновскому просвечиванию) литых и других тяжелых металлических деталей (с целью выявления скрытых дефектов). Метод радиоавтографии обнаруживает распределение радиоактивного индикатора (предпочтительно  $\alpha$ - или мягкий  $\beta$ -излучатель) при изучении фотопластинки, в контакте с которой предварительно находился тонкий срез материала (возможно, биологического).

Специальные фотоэмульсии (ядерные) подвергаются воздействию различных излучений (как, например,  $\alpha$ -лучи, протоны, мезоны и электроны), и после проявления в них видны темные зерна вдоль пути каждой частицы; такие треки (некоторые из них могут быть очень короткими) исследуются под микроскопом и измеряются их характеристики (длина, начальная точка, направление, плотность ионизации и рассеяние). Количество возникших при проявлении зерен на несколько порядков величины меньше, чем число пар ионов.

Ядерные эмульсии отличаются от обычных светочувствительных пластинок тем, что в них значительно выше содержание галогенида серебра и меньше размер зерен (от 0,1 до 0,6  $\mu$ ). Чем меньше размер зерна, тем меньше чувствительность эмульсии к любому излучению, кроме наиболее сильно ионизирующих частиц. Таким образом, различные существующие стандартные эмульсии, отличающиеся главным образом размерами зерен, можно использовать для разделения различных частиц. Дальнейшее дифференцирование получается благодаря вариациям в процессе проявления. В наименее чувствительных эмульсиях будут видны лишь следы от осколков деления, в то время как в наиболее чувствительных можно видеть треки однократно заряженных слабо ионизирующих частиц.

Полная идентификация частицы по ее следу в эмульсии может потребовать целого ряда измерений. Если природа частицы известна и пробег ее целиком укладывается в эмульсии, то, естественно, используя соответствующее данной эмульсии соотношение пробег — энергия и зная длину трека, можно найти энергию частицы. Частицы умеренных скоростей ( $v \ll c$ ), треки которых оканчиваются в эмульсии, можно идентифицировать по длине трека и плотности зерен, поскольку последняя пропорциональна удельной ионизации. Плотность зерен меняется от  $\sim 3000$  1/см для минимально ионизирующих частиц до величины примерно в 500 раз большей, при которой наступает насыщение. Энергии наиболее слабо ионизирующих частиц можно вычислить по плотности  $\delta$ -лучей (см. гл. IV, раздел А). Для частиц высоких энергий ( $v \cong c$ ) одним из наиболее важных методов является измерение среднего угла рассеяния на единицу длины пробега; средний угол многократного рассеяния частицы с импульсом  $p$  обратно пропорционален  $pv$ , т. е. полной энергии  $E$ . Трудность применения магнитных полей для отклонения движущихся в эмульсиях частиц представляет собой один из главных недостатков метода ядерных эмульсий — треки всегда слишком коротки для того, чтобы можно было приме-

нить этот очень полезный способ идентификации. В будущем положение может измениться благодаря сверхвысоким магнитным полям, создаваемым сверхпроводящими катушками.

К главным преимуществам ядерных эмульсий (по сравнению, например, с приборами, о которых будет сказано ниже) относятся их большие плотности, хорошее пространственное разрешение и, для некоторых целей, непрерывная чувствительность. Применение метода ядерных эмульсий было особенно плодотворным для регистрации очень редких событий, например в исследованиях космических лучей. С помощью ядерных эмульсий впервые наблюдались некоторые элементарные частицы, в частности позитрон и  $\lambda$ -мезон.

**Камера Вильсона** [11]. Камера Вильсона позволяет получить в более тонких деталях изображения следов ионизирующих частиц, подобных трекам в фотоэмульсии. В этом приборе, идея которого принадлежит Вильсону (1911 г.), трек движущейся через газ частицы становится видимым благодаря конденсации капелек жидкости на образующихся ионах. Для этого изолированный объем газа, насыщенного парами (воды, спирта и т. п.), резко охлаждается при адиабатическом расширении, в результате чего создается пересыщение. При этом, вообще говоря, должен образовываться туман, однако, если выполнены некоторые условия и газ свободен от пыли, рассеянных ионов и т. д., пересыщение сохраняется в объеме всюду, кроме локальных центров конденсации, которыми служат расположенные вдоль трека ионы. Обеспечивающие расширение поршень или диафрагма работают в циклическом режиме, и для очистки камеры от ионов в промежутке между последовательными расширениями создается небольшое электростатическое поле. Прибор обычно снабжен устройством для освещения, фотоаппаратом и зеркалами, позволяющими получать стереоскопические фотографии следов при каждом расширении. Необходимое для работы камеры пересыщение пара может быть достигнуто и другим путем, а именно за счет диффузии насыщенного органического пара в более холодную область. В диффузионной камере рабочий объем имеет не периодическую, а непрерывную чувствительность; в целом эта камера значительно проще обычной камеры Вильсона. В начале 50-х годов камеры Вильсона в значительной мере были вытеснены диффузионными камерами, пока последние сами не устарели с появлением пузырьковых камер. Особенно полезным в физике высоких энергий оказалось применение диффузионных камер, наполненных водородом, дейтерием или гелием при давлении около 25 атм.

В такого рода конденсационных камерах следы  $\alpha$ -частиц выглядят как прямые линии, составленные из плотных капелек тумана, причем их число достигает нескольких тысяч на сантиметр. Следы  $\beta$ -частиц гораздо менее плотны, они состоят из редких отдельных капель, число которых составляет лишь несколько штук на сантиметр трека. Плотность следа связана с удельной ионизацией и поэтому зависит от массы, заряда и энергии ионизирующей частицы. Конденсационные камеры часто работают в магнитном поле; в этом случае по кривизне треков могут быть найдены импульсы частиц. Как и при использовании метода ядерных фотоэмульсий, наблюдение рассеяния, страгглинга и плотности  $\delta$ -лучей также может помочь при идентификации частиц.

**Пузырьковая камера** [11, 12, 13]. Пузырьковая камера сочетает в себе достоинства фотоэмульсий и конденсационных камер. В этом приборе,

изобретенном в 1952 г. Глезером, используется хорошо известный факт, что жидкости могут быть перегреты — без фактического вскипания — выше их точки кипения в течение конечного (хотя и короткого) промежутка времени. Прохождение заряженных частиц через перегретую жидкость пузырьковой камеры приводит к возникновению вдоль треков пузырьков пара, возможно из-за локального нагрева; образованные пузырьками треки могут быть сфотографированы при сильном освещении. Так как перегретье жидкости не могут существовать в течение продолжительного времени, пузырьковые камеры всегда работают в импульсном режиме, причем жидкость, как правило, находится под таким давлением, что при рабочей температуре она не кипит; камера становится чувствительной при резком сбросе давления и сохраняет восприимчивость примерно  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  сек. Наиболее подходящая рабочая температура составляет две трети интервала между точкой кипения при нормальных условиях и критической температурой, а соответствующее давление близко к половине критического.

Пузырьковые камеры особенно полезны при использовании их на ускорителях частиц высоких энергий и фактически являются важнейшими исследовательскими инструментами при таких машинах. Благодаря большим плотностям жидкостей по сравнению с газами пузырьковые камеры превосходят по своим характеристикам камеры Вильсона при изучении частиц высоких энергий. Но даже при этом пузырьковые камеры, работающие на крупнейших ускорителях, обладают гигантскими размерами. В Брукхэвенской национальной лаборатории, например, работает двухметровая камера, наполненная 4500 литрами жидкого водорода. Водород представляет собой наиболее интересную для пузырьковых камер рабочую жидкость, ибо в этом случае достигается однозначная идентификация взаимодействий с отдельными протонами. Однако создание и эксплуатация больших жидководородных камер связаны с преодолением огромных трудностей в криогенике и технике безопасности. С большим успехом применялись также камеры, наполненные пропаном, дейтерием, гелием, ксеноном и рядом других жидкостей.

Просмотр сделанных в пузырьковой камере фотографий с целью поиска определенных представляющих интерес событий и их последующий детальный анализ чрезвычайно сложны и трудоемки. Для решения этой проблемы постоянно разрабатываются специальные вычислительные методы [14].

**Искровые камеры** [15]. Одно из главных ограничений пузырьковых камер лежит в довольно небольшом числе треков, которые могут возникнуть в камере в течение одного цикла расширения. Это приводит к тому, что регистрация и изучение крайне редких событий в присутствии многих нежелательных взаимодействий занимает чрезвычайно большое время. Созданная примерно в 1957 г., но опирающаяся на ранее известные идеи искровая камера вполне пригодна для подобного рода целей. Она состоит, по существу, из ряда параллельных металлических пластин, разделенных промежутками в несколько миллиметров, и находящегося между ними неона или аргона. Если, например, на все четные пластины подается короткий ( $\approx 2 \cdot 10^{-7}$  сек) высоковольтный ( $\approx 10$  кэ) импульс, а все нечетные пластины заземлены, то камера мгновенно делается чувствительной к заряженным частицам, т. е. при прохождении частицы через зазор между смежными пластинами возникают визуально наблюдаемые искры, и ее трек, следовательно, может быть сфотографирован. Создавая для уstra-

нения образующихся ионов очищающее поле  $\cong 100$  в, время чувствительности камеры можно довести до  $< 5 \cdot 10^{-7}$  сек. Даже для минимально ионизирующих частиц эффективность достигает почти 100%. Импульс высокого напряжения может включаться какой-либо схемой совпадений или антисовпадений, так что, кроме искомого события, камера почти ничего другого регистрировать не будет, даже если она установлена в очень большом потоке ионизирующих частиц.

## 2. СЧЕТЧИКИ, ОСНОВАННЫЕ НА СОБИРАНИИ СВЕТА

Сцинтилляционные счетчики [16, 17]. При попадании  $\alpha$ -частиц на флуоресцирующий экран из сернистого цинка адантированный к темноте глаз может заметить отдельные световые вспышки. Счет  $\alpha$ -частиц по таким сцинтилляциям с помощью прибора, называвшегося спинтарископом, имел большое значение на ранних этапах изучения радиоактивности. Этот метод более не применяется, однако ныне существует современная форма счета сцинтилляций, особенно удобная для регистрации  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучей. Эти излучения создают вспышки света в кристалле антрацена или в другом подходящем сцинтилляторе; свет в свою очередь может выбить фотоэлектроны из чувствительного электрода фотоэлектронного умножителя, импульс на выходе которого можно регистрировать. Теория процесса сцинтилляции, роль примесей и т. д. здесь не рассматриваются. Превосходные обзоры этих вопросов имеются в соответствующих книгах и статьях [например, 16, 17, 18, 19].

В результате активных поисков в последние годы был найден ряд доступных для практического применения сцинтилляторов, каждый из которых обладает определенными достоинствами. Из органических фосфоров антрацен дает наибольший выход фотонов — около 15 на каждые 1000 эв рассеянной в кристалле энергии. В настоящее время промышленность выпускает кристаллы антрацена достаточной для использования в опытах величины. Кристаллы стильбена дают примерно вдвое меньший по сравнению с антраценом световой выход, но при этом весьма полезны для применения в методике совпадений, так как импульс имеет малое время спада — порядка  $10^{-9}$  сек. Хорошими выходами и временными характеристиками обладают жидкие растворы, такие, как *n*-терфенил или стильбен в ксилоле либо в толуоле; они легко приготавливаются в больших объемах. Если в такие жидкие сцинтилляторы добавлены соединения бора или кадмия, то они становятся эффективными детекторами нейтронов. (Для упоминавшегося вскользь на стр. 61 эксперимента с нейтрино был создан жидкостный сцинтилляционный счетчик с чувствительным объемом 300 л.) Существуют также сцинтилляторы, введенные в пластмассы; кроме того, сообщалось о некотором прогрессе в применении сцинтилляций в благородных газах.

Для регистрации  $\gamma$ -квантов наиболее широко используются кристаллы NaI (активированные примерно 1% Tl). Большая плотность и высокий  $Z$  пода делают их особенно удобными. Выпускаемые кристаллы этого фосфора изготавливаются в любой требуемой форме — вплоть до нескольких дюймов в каждом измерении — и обладают высокой эффективностью счета  $\gamma$ -квантов (близкую к 100% для энергий до 200 кэв и около 20% при 1 Мэв). Некоторые неудобства представляет то обстоятельство, что эти весьма дорогостоящие кристаллы гигроскопичны и должны предохраняться от влаги. Сцинтиллятор NaI (Tl) обладает высоким световым выходом (примерно вдвое большим, чем у антрацена), однако большое время

высвечивания затрудняет его использование в быстрых схемах совпадений. Для наблюдения сцинтилляций от  $\alpha$ -частиц все еще находят применение соответствующие фосфоры из ZnS в сочетании с фотоумножителями. Добавка бора в фосфор ZnS позволяет регистрировать нейтроны по  $\alpha$ -частицам, возникающим в реакции  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ . Фосфор ZnS в пластике будет давать вспышки света от протонов отдачи, созданных быстрыми нейтронами. Кристаллы LiI, активированного европием, также удобны для регистрации нейтронов.

Совершенствование сцинтилляторов сопровождалось развитием фотоумножителей. У современных умножителей имеется большой фотокатод, обладающий почти однородной чувствительностью и обеспечивающий выход примерно одного фотоэлектрона на 10 фотонов с типичной для фосфоресценции длиной волны (около 4400 Å). Электроны ускоряются электрическим полем ( $\sim 100$  в и более) по направлению к первому электроду (диноду), из которого каждый из них выбивает несколько ( $n$ ) вторичных электронов; эти вторичные электроны в свою очередь ускоряются подобным же образом в сторону второго динода, и вновь их количество увеличивается в  $n$  раз и т. д. Десятью динодами начальный заряд фотоэлектронов увеличивается в  $n^{10}$  раз, что может составить по порядку величины  $10^6$ . Это значит, что электрон с энергией 0,1 Мэв, поглощаемый в кристалле антрацена, может создать 1500 фотонов, вызывающих появление 100 фотоэлектронов и затем импульса на выходе умножителя величиной около  $10^7$  электронов, т. е.  $1,6 \cdot 10^{-12}$  к. (В емкости 160 пф, включенной на выходе ФЭУ, такой импульс создаст разность потенциалов 0,01 в, для наблюдения которой требуется дальнейшее усиление соответствующим линейным усилителем.) Из-за чувствительности электронного умножения в ФЭУ к приложенному напряжению необходима хорошая стабилизация (до  $\pm 0,1\%$  и лучше) высоковольтного питания, обеспечивающая его правильную работу. При оптимальном выборе режима работы фотоумножители должны тщательно экранироваться от магнитных полей, включая и поле Земли. Для этой цели созданы так называемый мю-металл и другие экраны.

В обычных сцинтилляционных счетчиках кристалл фиксируется на fotocувствительной поверхности ФЭУ (либо непосредственно, либо через короткий люцитовый световод) с помощью бальзама или масла, обеспечивающих хороший оптический контакт поверхностей раздела. В качестве отражателя, способствующего сборанию света на фотокатод, применяются светонепроницаемые оболочки из алюминиевых фольг. Для  $\beta$ - или  $\gamma$ -лучей с энергиями выше  $\sim 50$  кэв получение выходных импульсов с амплитудой, большей фона электрических «шумов», может и не потребовать эффективного светосбора. Однако для многих приложений весьма важно обеспечить строгую пропорциональность амплитуды импульса рассеянной в кристалле энергии, а это достигается лишь в том случае, когда созданный излучением в различных частях кристалла свет приходит на фотокатод в равной мере ослабленным. Кристалл должен быть совершенно прозрачным, и на всех его поверхностях, кроме сопряженной с фотокатодом, должно обеспечиваться полное внутреннее отражение; с этой целью рекомендуется огрубление поверхностей кристалла и применение диффузного отражателя, как, например, MgO. Промышленность изготавливает такого рода системы счетчиков с кристаллами, целиком заключенные в кожух, в которых реализованы все упомянутые требования. Для работы с жидкими образцами в ампулах широкое применение нашли сцинтилляционные детекторы со специальными полостями в кристаллах.

При тщательном изготовлении счетчика, регулировке напряжения между диодами и надлежащем выборе других переменных требование пропорциональности выполняется с точностью до 2%. Особенно ценна такая пропорциональность, когда размеры кристалла достаточно велики для того, чтобы вместить целиком пробеги частиц; в этом случае он измеряет их полную энергию. В случае  $\beta$ -излучения требуется кристалл с размерами значительно больше пробега частиц, а также соблюдение ряда геометрических условий, гарантирующих минимальное рассеяние частиц из кристалла. Для измерений  $\gamma$ -излучения кристалл должен быть достаточно большим, чтобы в нем укладывались пробеги основной массы образовавшихся фотоэлектронов; результирующие импульсы будут пропорциональны полной энергии  $\gamma$ -квантов, поскольку затрачиваемая на отрыв электронов энергия будет давать вклад в сцинтилляцию через рентгеновское излучение и электроны Оже. Кроме этого «фотоэлектрического пика», будет наблюдаться также соответствующее комптоновским электронам непрерывное распределение при меньших энергиях.

На практике  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектрометрия, основанная на сцинтилляционной методике, обладает очень высокой чувствительностью, но не лучшим разрешением; она широко применяется для энергий от  $\sim 0,01$  до 2—3 *Мэв*. Для большинства измерений  $\gamma$ -квантов сцинтилляционная спектрометрия, несомненно, находится вне конкуренции (ср. гл. XII, раздел E).

Фон сцинтилляционных счетчиков с кристаллами NaI(Tl) довольно высок (порядка  $10^3$  *отсчет/мин* в неэкранированном помещении при размерах кристалла 1 кубический дюйм) и приблизительно пропорционален объему сцинтиллятора. Эффективное уменьшение фона, обусловленного космическим излучением и  $\gamma$ -излучением окружающих материалов, может быть достигнуто массивным экранированием счетчиков и, в еще большей степени, применением схем антисовпадений. Естественно, что отбор импульсов по амплитуде помогает улучшить отношение эффект — фон. При некоторых измерениях очень слабых активностей вполне разумно использовать фотоумножители с кварцевыми, а не стеклянными баллонами, так как это позволяет устранить фон, создаваемый  $\gamma$ -излучением  $K^{40}$ , содержащегося в стекле.

**Черенковские счетчики** [20, 21]. Эти приборы, являющиеся ныне важнейшими инструментами физики высоких энергий, основаны на удивительном явлении, открытом в 1934 г. П. А. Черенковым [22]; оно состоит в том, что прохождение пучка  $\gamma$ -квантов через воду сопровождается излучением света под определенным углом к направлению пучка ( $\cong 40^\circ$ ). Впоследствии И. М. Франк и И. Е. Тамм [24] объяснили этот эффект возникновением электромагнитной ударной волны в прозрачной среде при прохождении через нее заряженной частицы, скорость которой выше скорости света в этой же среде. Это значит, что если показатель преломления среды  $n$ , а скорость частицы  $\beta c$ , то условие излучения черенковского света выражается неравенством

$$n\beta > 1. \quad (5)$$

Угол  $\theta$  между траекторией частицы и направлением испускания света дается соотношением

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}. \quad (6)$$

Несмотря на то что теория черенковского излучения, включая и связь частот и интенсивностей, была разработана в 1937 г., первый черенковский

счетчик был создан лишь десятью годами позже, когда с помощью усовершенствованных фотоумножителей стал возможным эффективный сбор света. Интенсивность черенковского света мала по сравнению со световым выходом сцинтиллятора, однако можно воспользоваться его направленной частью для улучшения светосбора; для регистрации релятивистских частиц было создано много типов черенковских счетчиков, обладающих высокой эффективностью.

Выбор черенковских счетчиков для различных целей определяется главным образом их световой избирательностью к скоростям. Условие (5) ясно показывает, что такой счетчик всегда будет действовать как пороговый детектор, регистрирующий лишь частицы с  $\beta \gg 1/n$ . Если, например, используется вода ( $n = 1,33$ ), то порог будет при  $\beta = 0,751$ , что отвечает протонам,  $\alpha$ -мезонам или электронам с энергиями 500 Мэв, 73 Мэв и 265 кэв соответственно. Жидкий азот ( $n = 1,205$ ,  $\beta_{\text{крит}} = 0,830$ ) можно применить (посредственно счета типа с фотоумножителями) в качестве детектора протонов или ионов с энергиями выше 780 и 112 Мэв соответственно и т. д. При еще меньших показателях преломления (вплоть до 1,01) использовались различные жидкие газы.

Угловые характеристики черенковского света (6) позволяют достигнуть лучшей избирательности при регистрации частиц в определенном интервале скоростей. Верхняя граница по  $\beta$  может быть установлена, если воспользоваться одним внутренним отражением на выходной поверхности среды (в которой возникает черенковский излучение) всего света, приходящего под углом, меньшим критического; завершение остальных поверхностей способностью поглощать фотоны, испускаемых полным внутренним отражением. В других конструкциях фокусировка испущенного в некотором угловом интервале света осуществляется системой зеркал и линз.

Благодаря своей избирательности по скоростям черенковские счетчики особенно полезно применять в экспериментах с пучками частиц, полученных на ускорителях высоких энергий. Они могут служить составными элементами телескопов счетчиков и обеспечить в них (наряду с магнитным анализом по импульсам) хорошее энергетическое разрешение для заданного сорта частиц; они также являются идеальным устройством для запуска конденсационных и искровых камер, чувствительность которых желательно обеспечить лишь к надпороговым частицам, обладающим определенными свойствами.

## В. ВСПОМОГАТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Пересчетные и вспомогательные устройства. Импульсы от различного рода счетчиков или импульсных повторительных камер после соответствующего усиления фиксируются или измеряются различными способами. Если нужно контролировать работу счетчика и связанной с ним электронной аппаратуры, то использование катодно-лучевого осциллографа почти неизбежно, однако ясно, что это не очень удобно для обычных измерений скорости счета. При низких скоростях счета (примерно до 10 отсчетов в 1 сек) регистрирующий механический счетчик может запускаться непосредственно самими импульсами. Но почти всегда механическому счетчику предшествует поресчетная схема, методами электронного нумерования скорость счета в некоторое число раз, обычно по степеням 2 или, что удобнее, 10. В большинстве таких схем в качестве поресчетных ячеек приме-

няется мультивибратор\*; каждая ячейка понижает скорость счета вдвое. Импульсы с пересчетной схемы считаются механическим счетчиком, запускаемым соответствующим выходным каскадом. Существует много различных типов пересчетных схем, и большинство их обладает устройствами для выбора одного из возможных коэффициентов пересчета. Стандартная схема может содержать (или нет) усилитель, механический счетчик и стабилизированный источник высокого напряжения (максимально от 1500 до 3000 в, стабильность 0,1% при изменении напряжения в сети на 10 в). В зависимости от набора вспомогательного оборудования цена таких приборов колеблется от 300 до 2500 долларов. Наблюдается тенденция к переходу от электроники на вакуумных лампах к более надежным, компактным, потребляющим меньшую мощность, но более дорогим транзистированным схемам.

Выбор схемы зависит от применяемого счетчика. Для счетчиков Гейгера — Мюллера не требуется усилитель, большие коэффициенты пересчета ( $>100$ ) также, как правило, не нужны (из-за ограничений, накладываемых на скорость счета мертвым временем), а хорошая стабилизация напряжения не очень существенна. Для сцинтилляционных счетчиков желательно иметь совершенную регулировку напряжения; как сцинтилляционные, так и пропорциональные счетчики нужно оснащать стабилизированными неперегружающимися усилителями с коэффициентами усиления примерно от  $10^2$  до  $10^5$ . Усилители могут быть и нелинейными, если только счетчики не используются для амплитудного анализа.

Существует множество удобных модификаций основных пересчетных устройств, различающихся в основном выходными каскадами, и для многих стандартных приборов можно выбрать один из нескольких способов записи результатов. Остановка пересчетной схемы может осуществляться автоматически после набора заданного числа импульсов (с отсчетом времени по электронным часам) либо по истечении заданного промежутка времени. После того как набрано определенное число отсчетов, результат фиксируется цифропечатающим устройством через заданные промежутки времени или же импульсы с выхода пересчетной схемы записываются на движущейся с известной постоянной скоростью бумажной ленте. Такие модификации приборов особенно удобны для измерения кривых распада. В большой лаборатории наряду с большим числом обычных счетных установок полезно применять и более сложные выходные устройства, как, например, запись данных на перфокарту или магнитную ленту для обработки на электронном вычислителе. В некоторых усовершенствованных стандартных установках предусмотрена возможность автоматической смены исследуемых образцов через определенное время или через определенное число отсчетов. В измерителе скорости счета происходит интегрирование поступающих на вход импульсов, и непосредственно по отклонению стрелки прибора можно судить о средней скорости появления импульсов (усредненной по достаточно большому интервалу времени).

\* При таком режиме на сетки обеих ламп основного мультивибратора (генератор прямоугольных импульсов) подается смещение, исключающее автоколебания; каждый входной импульс запускает ячейку на полцикла; при окончании цикла на выходе ячейки появляется импульс, запускающий следующий пересчетный каскад. Одной из наиболее надежных является схема с гальванической, а не емкостной связью, разработанная Хиджсботэмом. Коэффициент пересчета 10 можно получить модификацией пересчета на 16. Совсем недавним приобретением является декатрон — отдельная газонаполненная лампа, обеспечивающая пересчет на 10 посредством тлеющего разряда, движущегося через 10 различных положений под действием 10 последовательных импульсов. Такие лампы ограничены более низкими скоростями счета, чем пересчетные устройства на вакуумных лампах или транзисторах.

**Амплитудный анализ** [23]. Если величина выходного импульса счетчика или ионизационной камеры пропорциональна рассеянной в детекторе энергии, то измерение амплитуд импульсов может оказаться эффективным способом определения энергии. В некоторой степени селекция импульсов осуществляется уже в простейших пересчетных схемах посредством «дискриминатора», который позволяет регистрировать лишь импульсы, большие некоторой минимальной величины. При использовании калиброванного регулируемого дискриминатора скорости счета можно измерять в функции уровня дискриминации; получаемая при этом кривая называется интегральным амплитудным спектром. Производная от этой кривой (дифференциальный амплитудный спектр) дает распределение импульсов по амплитудам.

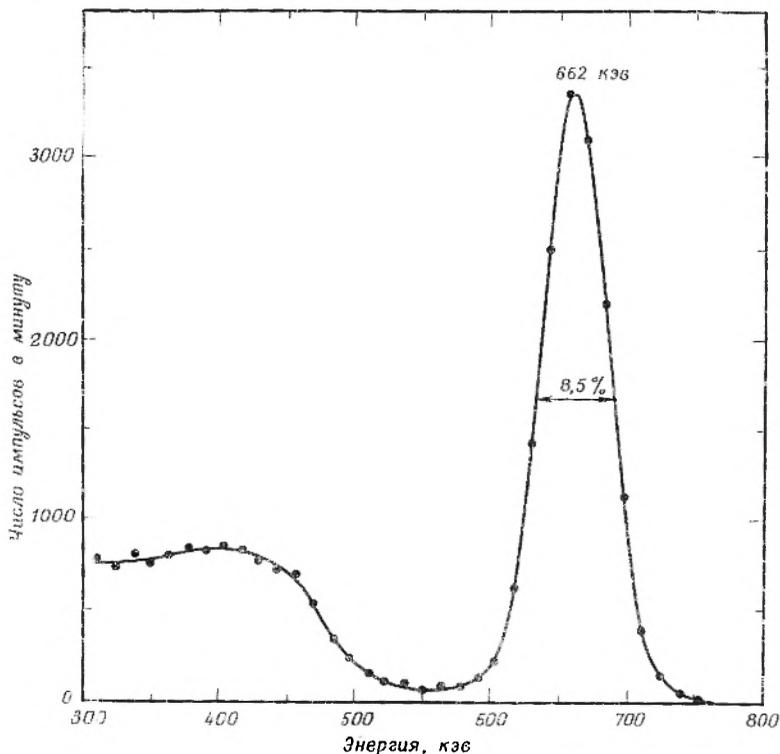
Амплитудные распределения можно получить более непосредственно и точно с помощью одноканального анализатора. Этот прибор состоит из двух дискриминаторов и схемы антисовпадений, пропускающей импульсы лишь в том случае, если его амплитуда попадает в интервал между двумя уровнями дискриминации. Дискриминаторы могут регулироваться раздельно или, что делается чаще, уровни дискриминации могут увеличиваться или уменьшаться одновременно при постоянной ширине «канала» («окна»). Обычно интервал импульсов охватывает область от 0 до 50 *e* или от 0 до 100 *e* в ламповых анализаторах и от 0 до 10 *e* — в транзистированных. Соответствующим выбором коэффициента усиления различные участки амплитудного спектра приводятся к указанной области. Часто используются ширины каналов от 0,5 до 10% полного интервала. Необходимо также высокая стабильность дискриминаторов, усилителя и источника высокого напряжения.

На рис. 40 демонстрируется типичный амплитудный спектр, полученный сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaI и одноканальным анализатором. Исследуемым источником является Cs<sup>137</sup> с одиночной линией  $\gamma$ -квантов, имеющих энергию 0,662 Мэв. Соответствующий полной энергии пик обусловлен фотоэлектрическим поглощением и комптоновскими процессами, сопровождаемыми поглощением рассеянных фотонов в кристалле. В области малых амплитуд наблюдается также широкий спектр комптоновского распределения. Амплитудная шкала калибруется обычно с помощью одного или нескольких источников излучения с известной энергией. Хотя кривые эффективности в зависимости от энергии и публиковались для нескольких «стандартных» установок (см., например, [25], стр. 115), все же лучше всего определять эффективность (площадь под фотопиком) как функцию энергии  $\gamma$ -квантов с помощью калиброванных стандартных источников для каждого данного кристалла и данной геометрии.

Промышленность выпускает как ламповые, так и транзистированные одноканальные анализаторы. Полный набор, включающий источник высоковольтного питания с регулировкой напряжения до 0,01%, усилитель, анализатор и пересчетную схему, может стоить от 2000 до 3000 долларов.

Амплитудный анализ делается гораздо более мощным и быстрым методом, если вместо одноканального анализатора пользоваться многоканальным, в котором импульсы одновременно и в соответствии с амплитудой сортируются по большому числу следующих друг за другом каналов. Был создан целый ряд такого рода приборов; в наиболее часто встречающихся из них используется конверсия амплитуды во время, так что при этом с помощью генератора и пересчетной схемы сортируются различные временные интервалы. Хранение данных можно обеспечить различными способами, причем наиболее общей является система памяти, основанная на

магнитном сердечнике, весьма схожая с той, которая применяется в быстродействующих электронных вычислителях. В этом случае число импульсов в каждом канале хранится в системе ферритовых элементов, каждый из которых действует как бинарная ячейка (давая 0 или 1 в зависимости от того, намагничен он или нет). Если число сердечников для каждого канала



Р и с. 40. Амплитудный спектр, полученный с помощью сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI(Tl) для источника Cs<sup>137</sup>. Широкий пик слева представляет собой комптоновское распределение; справа располагается фотопик, обусловленный поглощением всей энергии  $\gamma$ -квантов (662 кэв) в кристалле. Ширина фотопика на половине максимума составляет 56 кэв, или 8,5% от 662 кэв.

равно  $m$ , то в канале может храниться  $(2^m - 1)$  импульсов. Когда в определенном канале или элементе памяти приходит «адресованный» туда импульс, число хранимых в этом элементе импульсов считается соответствующей пересчетной схемой, и эта же ячейка памяти запоминает уже новое число. Необходимое для анализа и запоминания импульса время довольно значительно (как правило,  $15 \pm 0,25 n$  мксек, где  $n$  — номер канала, в который приходит импульс), и в течение этого «мертвого времени» анализатор не может обрабатывать очередной импульс. Часто делается устройство для автоматической записи той части полного времени отсчета, в течение которого анализатор заперт. Форма спектра не искажается даже в том случае, когда мертвое время зависит от номера канала.

Ясно, что в многоканальном анализаторе должно быть предусмотрено устройство для вывода в удобной форме накопленной в памяти информации; это может быть вывод спектра на экран осциллографа, переход от двоичных чисел к десятичным, а также цифропечатающее устройство,

самонисец или магнитная лента для записи содержимого каждого канала. В продаже имеются многоканальные анализаторы с числом каналов вплоть до 4000, причем почти все они полностью транзистрированы. Для обычных измерений спектров с импульсными ионизационными камерами, сцинтилляционными и пропорциональными счетчиками и полупроводниковыми детекторами наиболее широко используются анализаторы с числом каналов от 100 до 500. Их стоимость составляет 6000—20 000 долларов.

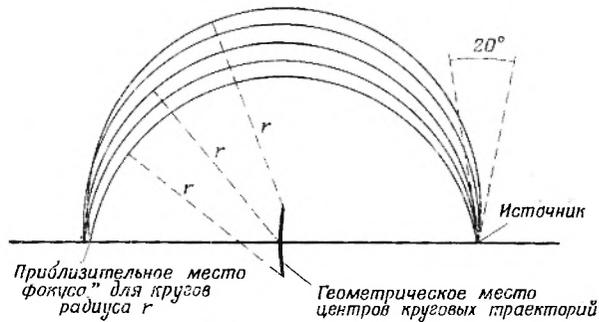
**Методика совпадений** [26]. Изучение временной корреляции различных излучений, испущенных одним и тем же ядром, можно провести посредством методики совпадений, которая оказывается чрезвычайно полезной и при исследовании схем распада.

С помощью схемы совпадений можно установить, например, оказывается ли в результате  $\beta$ -распада конечное ядро в основном состоянии или же  $\beta$ -излучение сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта; в таком эксперименте исследуемый образец помещается между  $\beta$ - и  $\gamma$ -счетчиками и регистрируются совпадающие во времени импульсы. Подобным же методом при использовании надлежащим образом выбранных детекторов, а также, возможно, с помощью поглотителей или амплитудной дискриминации, обеспечивающих более избирательную регистрацию, можно изучить совпадения  $\gamma - \gamma$ ,  $\alpha - \gamma$ ,  $X - \gamma$ ,  $\beta - e^-$ ,  $e^- - \gamma$  и т. д. Измерение совпадений наряду с амплитудным анализом по одному или обоим каналам дает особенно мощный метод для детального изучения схем распада. Некоторые из существующих многоканальных анализаторов являются так называемыми двумерными анализаторами; это означает, что их можно использовать для одновременной регистрации совпадений между каждой из  $n$  амплитудных групп от одного детектора и каждой из  $m$  групп от другого. Таким образом, из 4096-канального анализатора можно сделать двумерную систему — 64·64 или 32·128. Система для вывода информации из таких двумерных анализаторов может принимать различные формы, и анализ полученных на этих установках данных часто требует применения электронных вычислителей.

Для большинства измерений с использованием методики совпадений нужны довольно мощные источники. Это связано с тем, что число совпадений пропорционально произведению телесных углов, под которыми источник «видит» оба счетчика, в то время как расстояния от источника до детекторов бывают довольно значительны (порядка нескольких сантиметров), что позволяет довести до минимума влияние счетчиков друг на друга из-за рассеяния излучения на них. Поскольку скорости счета совпадений часто бывают довольно малы, становится существенным счет, обусловленный фоном. Кроме весьма низкого фона истинных совпадений (вызванных, например, прохождением частицы космического излучения через два детектора), всегда присутствует некоторый фон случайных совпадений, возникающий вследствие того, что две частицы, испущенные различными ядрами, иногда попадают в детекторы в пределах разрешающего времени схемы совпадений. Если скорости счета одиночных импульсов детекторами равны  $R_1$  и  $R_2$  в секунду, а разрешающее время схемы совпадений (время, в пределах которого импульсы от двух счетчиков регистрируются как совпадающие) есть  $\tau$  сек, то скорость счета случайных совпадений будет  $2\tau R_1 R_2$  в секунду. Для уменьшения фона случайных совпадений желательно, таким образом, сделать разрешающее время по возможности минимальным. Обычными являются разрешающие времена порядка  $10^{-6}$ — $10^{-8}$  сек, а для измерения задержанных совпадений при определении очень малых

времен жизни были достигнуты времена, меньшие  $10^{-9}$  сек. Чтобы работать в схемах совпадений, импульсы с выхода детекторов должны обладать временами нарастания, ненамного большими разрешающего времени совпадений; по этой причине счетчики Гейгера — Мюллера не очень подходят для работы в быстрых схемах совпадений. Наиболее употребительными для этих целей являются сцинтилляционные счетчики и полупроводниковые детекторы.

**Спектрографы и спектрометры.** В дополнение к спектрометрам, основанным на использовании сцинтилляционных и пропорциональных счетчиков, существует ряд приборов для измерения энергии  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - и X-излучения и электронов конверсии [27, 28]. Можно лишь вкратце



Р и с. 41. Принцип полукруговой фокусировки. Магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка. Угловая расходимость показанных траекторий составляет  $20^\circ$  на выходе из источника.

упоминать о них. Магнитный спектрограф (или спектрометр) с полукруговой фокусировкой частиц основан на том известном факте, что идентичные заряженные частицы, выходящие из точечного источника с равными импульсами, но под несколько различающимися углами (например, в пределах  $20^\circ$ ), сходятся в фокус (приблизительный), пройдя свой путь по полукруговой траектории, расположенной в плоскости, перпендикулярной направлению однородного магнитного поля (рис. 41). Если используется постоянное магнитное поле, то обладающие различными импульсами электроны или  $\alpha$ -частицы регистрируются в разных местах либо фотопластинкой, либо перемещающимся счетчиком. Приборы такого рода особенно полезны при измерении линейчатых спектров, например спектра конверсионных электронов или  $\alpha$ -частиц. В случае измерения непрерывных  $\beta$ -спектров оказывается более удобным фиксировать детектор (счетчик Гейгера — Мюллера, пропорциональный или сцинтилляционный счетчик) и изменять поле, фокусирующее  $\beta$ -частицы различных энергий на детекторе. Посредством небольшого изменения характера магнитного поля может быть значительно улучшена фокусировка в таких спектрометрах с полукруговой фокусировкой; с помощью такого рода инструментов было сделано много прецизионных работ в  $\beta$ -спектроскопии.

Другим типом прибора является линзовый спектрометр  $\beta$ -излучения, в котором источник и детектор расположены на оси аксиально симметричного магнитного поля. Свойством такой системы является фокусировка в некоторой точке оси поля всех электронов, испущенных с большим разбросом по углам, но с данной величиной импульса и движущихся по спиральным траекториям. В таких приборах можно получить очень боль-

ные геометрические эффективности (несколько процентов от  $4\pi$ ) и хорошее импульсное разрешение ( $\sim 1\%$ ), хотя в последнем отношении спектрометры с полукруговой фокусировкой стоят выше.

Во всех электронных спектрометрах приготовление источника представляет проблему, ибо он должен быть предельно тонким (часто  $< 0,1 \text{ мг/см}^2$ ) и монтироваться на столь же тонкую подложку, чтобы свети к минимуму самопоглощение и обратное рассеяние. В равной мере очень тонкими должны быть и входные окошки используемых счетчиков.

Электронные спектрометры применяются не только для измерения спектров электронов конверсии и исследования  $\beta$ -излучений, но также и для спектрометрии  $\gamma$ -излучения. В этом случае измеряются энергии испущенных радиатором фотоэлектронов. Для некоторых детальных исследований сложных схем распада использовался тандем сразу из двух линзовых спектрометров; таким способом можно изучать совпадения между двумя электронными линиями или между электронной линией и  $\beta$ -спектром. Более обычным является изучение совпадений сцинтилляционного счетчика с электронным спектрографом (детектор).

Инструментом для прецизионного измерения рентгеновского излучения и  $\gamma$ -квантов низкой энергии служит спектрограф с изогнутым кристаллом [29]. Он аналогичен оптическому спектрографу с дифракционной решеткой, в котором регулярные линии изогнутой решетки заменены атомными плоскостями изогнутого кристалла. В таком спектрометре детектором может быть фотопластинка или счетчик.

## Г. ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

К дозиметрической аппаратуре относятся регистрирующие и измерительные приборы, предназначенные для контроля за облучением персонала и обследования лабораторий, оборудования, одежды, рук и т. д. с целью обнаружения биологически опасных радиоактивных загрязнений.

Выпускаются и находят применение приборы различных типов [30]; они основаны на принципах, уже обсуждавшихся выше в этой главе, и могут быть подразделены на несколько категорий.

**Нагрудные кассеты с фотопленкой.** В почти любом ядернофизическом или радиохимическом учреждении персонал снабжен, как правило, кассетами (в виде нагрудного значка), содержащими фотопленку, которая непрерывно регистрирует общее облучение тела и дает интеграл по некоторому промежутку времени, обычно за неделю. Для целей  $\beta$ - и  $\gamma$ -дозиметрии часто используется обыкновенная рентгеновская пленка, применяемая в зубоврачебной технике. Чтобы получить информацию о типе и энергии излучения, на определенных участках пленки размещаются различные фильтры (пластик, алюминиевая или кадмиевая фольга). Проявление, калибровка и расчет дозы производятся согласно указаниям, сопровождающим данный тип пленки. Кассеты можно носить на запястье или даже вмонтировать их в надеваемое на палец кольцо, что позволяет осуществлять более точный контроль облучения руки. Поскольку обычные фотопленки недостаточно хорошо чувствуют поток тепловых нейтронов, изготавливаются специальные пленки нормального состава, насыщенные бором. Быстрые нейтроны и излучения очень высоких энергий (от синхротронов, протонных синхротронов и т. д.) также можно мониторировать с помощью ядерных эмульсий — для этого нужно прибегнуть к подсчету треков.

**Карманные ионизационные камеры.** Другим широко используемым монитором излучений является карманная ионизационная камера, во многих отношениях не отличающаяся от обычных камер, но меньшего размера, чтобы ее можно было носить подобно автоматической ручке. От зарядного устройства на камеру подается некоторый потенциал, и в конце дня или в конце экспозиции со шкалы специального электрометра считывается остаточный заряд. Карманная ионизационная камера с выключенным электрометром и шкалой более удобна, но также и дороже стоит. Такого рода камера предварительно заряжается от внешнего источника, и ее показания могут быть сняты затем в любой момент без какой-либо вспомогательной аппаратуры и воздействия на результат.

Подобные карманные дозиметры градуируются в рентгенах, причем вся шкала соответствует, как правило, 0,1 или 0,2 рентгена, так что они легко измеряют общие дозы облучения ниже допустимых уровней. Они не могут измерять локальные облучения (например, рук, в то время как остальные части тела экранированы свинцовой защитой) и, конечно, нечувствительны к мягким излучениям, не проникающим сквозь стенки камеры. Некоторые карманные дозиметры создают звуковые сигналы, частота которых пропорциональна мощности дозы.

**Портативные счетчики и приборы для регистрации и измерения радиации.** Для определения мощности облучения в заданном радиационном поле применяются более чувствительные приборы; это могут быть более крупные ионизационные камеры с компактными усилителями постоянного тока, работающими от выключенных в них батарей; вес таких легко транспортируемых приборов не превышает примерно 1,4 кг. Модели этого типа обычно снабжены несколькими шкалами, позволяющими измерять от 0—20 до 0—3000 *мр/час*, или имеют логарифмическую шкалу, в которой укладывается вся область изменения мощности дозы. Для этих же целей можно использовать портативные установки такого же веса и размеров, содержащие гейгеровские счетчики, питаемые батареями. Они обычно выполняются в виде измерителей скорости счета, полная шкала которых отградуирована в пределах от  $\sim 0,2$  до 20 *мр/час*. Чувствительность рентгенометров, собранных на счетчиках, гораздо выше, чем в такого же рода приборах, содержащих ионизационные камеры, хотя показания последних почти пропорциональны биологическим эффектам излучений, а их чувствительность, как правило, оказывается вполне достаточной. Оба типа рентгенометров снабжаются подвижным экраном, позволяющим разделять жесткую и мягкую компоненты излучений. Эти приборы полезны также для контроля за радиоактивным загрязнением лабораторий и входящего в них оборудования. Рентгенометры со счетчиками Гейгера — Мюллера, обладающие более высокой чувствительностью — особенно когда они используются с наушниками, что позволяет слышать каждый отчет, — весьма удобны для быстрого контроля малых активностей, однако в обычной своей форме они непригодны для регистрации очень мягких  $\beta$ -лучей, как, например, от  $C^{14}$ . Прибор с ионизационной камерой гораздо легче приспособить для этой цели, сделав в ней достаточно тонкое окошко (не более нескольких миллиграммов на квадратный сантиметр); некоторые из существующих моделей имеют очень тонкие окошки (либо просто открытые экраны), через которые проникают даже  $\alpha$ -частицы. Наиболее чувствительным монитором  $\gamma$ -излучения является портативный сцинтилляционный счетчик.

**Другие методы.** Был сконструирован ряд более специализированных приборов. Для регистрации  $\beta$ - и  $\alpha$ -загрязнений рук могут быть приспособлены гейгеровские и пропорциональные счетчики, работающие при атмосферном давлении. Контроль за радиоактивным загрязнением воздуха требует специальной аппаратуры и особенно важен в лабораториях, работающих с долгоживущими  $\alpha$ -активностями. Один из методов состоит в фильтрации большого объема воздуха и исследовании осажденной на фильтровальную бумагу активности с помощью стандартного счетчика с линейным усилителем. (Таким образом обнаруживаются обычно присутствующие в воздухе продукты распада радона.) Здесь стоит упомянуть об очень простом и часто применяемом методе контроля загрязнений, не требующем никакого специального оборудования, — это так называемый метод мазков. Маленьким куском чистой фильтровальной бумаги стандартного размера вытирают примерно однородные участки подозреваемой поверхности стола, пола, стены, лабораторного оборудования и т. п.; затем стандартным прибором проводится обнаружение  $\alpha$ -,  $\beta$ - или  $\gamma$ -активности. В некотором смысле даже загрязнение воздуха можно контролировать посредством мазков, собирающих пыль с электроосветительной арматуры или других подобных мест, куда активность попадает только из воздуха.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Оценить приближенно возникающее на сетке усилительной лампы постоянного тока напряжение ( $IR$ ), используя следующие предположения:  $R = 10^{11}$  ом; источник испускает в минуту  $10^6$   $\gamma$ -квантов с энергией  $1$  Мэв; геометрия такова, что 30%  $\gamma$ -квантов в среднем проходят путь 8 см в газе позитивной камеры, наполненной  $CF_2Cl_2$  при давлении 2 атм.

2. Вычислить время, в течение которого положительный ион движется от нити до стенки гейгеровского счетчика; диаметры нити и катода принять равными 0,0125 и 2,8 см соответственно; приложенное к счетчику напряжение равно 1000 в, давление газа — 10 см рт. ст., подвижность иона — 1,5 см/сек при градиенте поля 1 в/см и давлении 76 см.

Ответ: 490 мксек.

3. Каким прибором нужно воспользоваться для выполнения каждого из перечисленных ниже опытов: а) регистрация 0,1 мккюри  $P^{32}$ ; б) регистрация  $10^{-3}$  мккюри  $H^3$ ; в) регистрации  $10^{-5}$  мккюри  $At^{211}$ ; г) наблюдение распада активного изотопа  $Cu^{64}$  (в начальный момент  $3 \cdot 10^5$  распадов/сек) на протяжении 8 дней; д) определение относительных количеств  $Co^{57}$  и  $Co^{60}$  в источнике (не прибегая к измерению кривой распада в течение длительного промежутка времени)? Вкратце сформулировать обоснованность выбора в каждом случае.

4. Кристалл антрацена и 10-каскадный фотоумножитель используются в качестве сцинтилляционного спектрометра  $\beta$ -излучения. В выходной цепи ФЭУ, имеющей емкость 120 пф, нужно получить импульс 2 мв при поглощении в сцинтилляторе  $\beta$ -частицы с энергией 10 кэв. Каков должен быть в среднем коэффициент вторичной эмиссии в каждом каскаде ФЭУ? Эффективность светосбора считать равной единице, а эффективность фотокатода (число испущенных электронов на один падающий фотон) — 0,1.

Ответ: 3,3.

5. Некоторый нуклид распадается, излучая преимущественно  $\beta$ -частицы с максимальной энергией 1,25 Мэв, в 25-секундное изомерное состояние, которое в свою очередь распадается в основное состояние при испускании  $\gamma$ -квантов с энергией 0,45 Мэв. Еще одна гораздо более редкая ветвь  $\beta$ -распада (ее интенсивность составляет 0,1%, максимальная энергия электронов 0,81 Мэв) приводит к состоянию, распадающемуся с испусканием  $\gamma$  и переходом на 25-секундный изомерный уровень. Для выявления этой ветви методом  $\beta$  —  $\gamma$  совпадений (с использованием сцинтилляционных детекторов) нужно, чтобы скорость счета истинных совпадений была по крайней мере втрое больше скорости случайных. Мощность источника равна 1000 распадов/сек;

фоном счетчиков можно пренебречь. Эффективность регистрации счетчиками электронов обеих групп считать одинаковой. Какое требуется разрешающее время схемы совпадений?

Ответ:  $\leq 0,17$  мксек.

6. Оценить относительные преимущества пропорционального счетчика, сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI (Тл) и полупроводникового детектора, полученного дрейфом лития, при измерении рентгеновских лучей ( $12$  кэв) в присутствии  $\beta$ -спектра ( $1$  Мэв) и  $\gamma$ -квантов ( $0,5$  Мэв). Принять во внимание такие детали, как размеры счетчиков, а в случае пропорционального счетчика — газовое наполнение, обеспечивающее оптимизацию измерения рентгеновских лучей. Прокомментировать также достижимое с помощью каждого детектора энергетическое разрешение (предполагая наличие амплитудного анализатора).

7. После импульсного анализа в отклоняющем магнитном поле пучок  $\pi^-$ -мезонов, имеющих энергию  $210$  Мэв, содержит примесь  $\mu^-$ -мезонов с таким же импульсом. Каким образом можно использовать два черенковских счетчика и схему антисовпадений для регистрации одних лишь  $\pi^-$ -мезонов? Каковы требования к показателям преломления веществ, используемых в этих счетчиках? Можно ли использовать подобную систему для дискриминации электронов, загрязняющих пучок пионов?

8. Изготовленный из  $p$ -кремния (удельное сопротивление  $5 \cdot 10^3$  ом/см) детектор  $n^+p$ -типа с диффузионным переходом используется для измерения спектра кинетических энергий протонов, падающих на его поверхность. Вычислить максимальную энергию протонов, при которой детектор еще будет пригоден, полагая напряжение смещения равным  $200$  в. (Плотность кремния принять  $2,4$  г/см<sup>3</sup>.)

Ответ:  $6,1$  Мэв.

9. Пропорциональный счетчик, радиус которого  $2$  см (диаметр шти 4  $\cdot 10^{-3}$  см), наполнен метаном при давлении  $1$  атм. Он работает при напряжении  $4000$  в; при этом достигается некоторое газовое усиление. При каких величинах давления и напряжения можно получить такое же газовое усиление в наполненных метаном счетчиках, если их размеры составляют: а) радиус  $1$  см и диаметр шти 4  $\cdot 10^{-3}$  см; б) радиус  $2$  см и диаметр шти  $8 \cdot 10^{-3}$  см?

10. Какие способы можно предложить для измерения а) отношения коэффициентов конверсии ( $K/L$ ) при переходе с энергией  $150$  кэв в изотопе германия; б) относительных интенсивностей линий  $\gamma$ -излучения ( $560$  и  $820$  кэв), испускаемого источником; в) относительных количеств  $U^{236}$  и  $U^{233}$ , содержащихся в  $1$  мкг смеси двух изотопов?

11. Какой коэффициент газового усиления необходим в пропорциональном счетчике на прочном метане, если создавший минимальную ионизацию электрон имеет пробег в активном объеме счетчика, равный  $2$  см, и ему соответствует импульс  $5 \cdot 10^{-4}$  в? Емкость счетчика принять  $\sim 5$  пф. Ионизационные потери (Мэв/мг  $\cdot$  см<sup>-2</sup>) таких электронов в метане считать такими же, что и в воздухе.

Ответ:  $\sim 210$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Райнес Ф., Взаимодействие нейтрино с веществом, УФН, **77**, 287 (1962).
2. Franzen W., Cochran L. W., Pulse Ionization Chambers and Proportional Counters, in Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell, Editor), Vol. 1, Wiley, New York, 1962, pp. 3—81.
3. Williams R. W., Ionization Chambers, см. [27], стр. 89—110.
4. Wilkinson D. H., Ionization Chambers and Counters, Cambridge University Press, 1950.
5. Miller G. L., Gibson W. M., Donovan P. F., Semiconductor Particle Detectors», Ann. Rev. Nuclear Sci., **12**, 189—220 (1962).
6. Staub H. H., Detection Methods, in Experimental Nuclear Physics (E. Segré, Editor), Vol. I, Wiley, New York, 1953, pp. 1—165.
7. Росси Б., Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, ИЛ, М., 1951.
8. Curran S. C., Craggs J. D., Counting Tubes, Academic, New York, 1949.
9. Curran S. C., Proportional Counter Spectrometry, in Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, Editor), North-Holland, Amsterdam, 1955, pp. 165—183.
10. Blaau M., Photographic Emulsions, см. [27], стр. 208—264.

11. Fretter W. B., Nuclear Particle Detection (Cloud Chambers and Bubble Chambers), Ann. Rev. Nuclear Sci., 5, 145—178 (1955).
12. Bugg D. V., The Bubble Chamber, Progress in Nuclear Physics (O. R. Frisch, Editor), Vol. 7, Pergamon, London, and New York, 1959, pp. 1—52.
13. Bradner H., Bubble Chambers, Ann. Rev. Nucl. Sci., 10, 109—160 (1960).
14. Rosenfeld A. H., Humphrey W. E., Analysis of Bubble Chamber Data, Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 103—144 (1963).
15. Cork B., Spark Chambers, см. [27], стр. 281—288.
16. Биркс Дж., Сцинтилляционные счетчики, ИЛ, М., 1955.
17. Reynolds G. T., Reines F., Scintillation Counters and Luminescent Chambers, см. [27], стр. 120—162.
18. Curran S. C., Luminescence and the Scintillation Counter, Academic, New York, 1953.
19. Swank R. K., Characteristics of Scintillators, Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 114—140 (1954).
20. Lindenbaum S. J., Yuan L. C., Cerenkov Counters, см. [27], стр. 162—194.
21. Мюер В. Дж., A Survey of Cerenkov Counter Technique, in Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell Editor), Vol. I, Wiley, New York, 1962, pp. 166—193.
22. Черенков П. А., ДАН СССР, 2, 451 (1934).
23. Chase R. L., Nuclear Pulse Spectrometry, McGraw-Hill, New York, 1961.
24. Франк И., Тамм И., ДАН СССР, 14, 109 (1937).
25. Johnson N. F., Eichler E., O'Kellely G. D., Nuclear Chemistry, Chapter VI, Detection and Measurement of Nuclear Radiation, Interscience, New York, 1963.
26. Benedetti S. D., Findley R. W., The Coincidence Method, см. [31], стр. 222.
27. Yuan L. C. L., Wu C. S. (Editors), Methods of Experimental Physics, Academic, New York, 1961, Vol. 5A.
28. «Бета- и гамма-спектроскопия», под ред. К. Зигбана, Физматгиз, М., 1959.
29. Du Mond J. W. M., Gamma-Ray Spectroscopy by Direct Crystal Diffraction, Ann. Rev. Nucl. Sci., 8, 163—180 (1958).
30. Morgan K. Z., Techniques for Personnel Monitoring and Radiation Surveying, in Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell, Editor), Vol. I, Wiley, New York, 1962, pp. 391—469.
31. Flügge S., Creutz E. (Editors), Encyclopedia of Physics, XLV, Nuclear Instrumentation II, Springer-Verlag, Berlin, 1958.

## Статистическое рассмотрение измерений радиоактивности

### А. СЛУЧАЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Закон радиоактивного распада, рассматривавшийся в гл. III, только в среднем правильно описывает изменение во времени активности радиоактивного препарата. При реальных измерениях наблюдаются некоторые отклонения от средних величин, предсказываемых экспоненциальным законом радиоактивного распада.

Радиоактивный распад относится к разряду случайных явлений, и к нему приложимы методы статистического анализа. В этой главе будет дано представление о методах статистической обработки результатов измерений радиоактивности. Прежде всего рассмотрим ряд данных, приведенных в табл. 9. Табличные значения представляют собой данные, действительно полученные в результате ряда измерений активности «постоянного» (долгоживущего) источника с помощью счетчика Гейгера.

Таблица 9

Минуты	Импульсы, $x_i$	$\Delta_i = x_i - \bar{x}$	$\Delta_i^2$
1	89	-10	100
2	120	+21	441
3	94	-5	25
4	110	+11	121
5	105	+6	36
6	108	+9	81
7	85	-14	196
8	83	-16	256
9	101	+2	4
10	95	-4	16
Сумма	990	0	1276

Из таблицы видно, что число зарегистрированных за минуту импульсов (скорость счета) не постоянно. В какую из минут получить наиболее точный результат? Лучшее, что можно сделать, — это вычислить среднее арифметическое всех результатов (среднее значение) и считать, что оно и представляет собой истинную скорость счета.

**Среднее значение.** Если числа зарегистрированных импульсов, соответствующих 1-й, 2-й . . .  $i$ -й минутам, обозначить как  $x_1, x_2, \dots, x_i$ , то среднее арифметическое  $\bar{x}$  определяется выражением

$$\bar{x} = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{i=N_0} x_i, \quad (1)$$

где  $N_0$  — число подлежащих усреднению значений  $x$ , т. е. число измерений. Для ряда измерений скоростей счета, приведенных в табл. 9, среднее значение  $\bar{x} = 990/10 = 99,0$ . Это среднее значение  $\bar{x}$  есть лучшее приближение, которое можно получить из данных ряда измерений, к «истинному» значению  $\bar{x}_i$ , представляющему собой среднее из «бесконечно большого» числа измерений.

**Стандартное отклонение.** Знание среднего значения еще не дает полной характеристики данного набора случайных величин. Важно, кроме того, знать степень разброса отдельных измерений вокруг среднего значения, т. е. степень близости результатов отдельных измерений. Количественной характеристикой точности измерений могла бы служить величина

$$\frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} (x_i - \bar{x}_i)^n, \quad (2)$$

представляющая собой средний «момент» распределения, где  $n$ , вообще говоря, — любое целое число. Однако если «истинную» величину  $\bar{x}_i$  определять как среднее арифметическое, то первый момент ( $n = 1$ ) обращается в нуль\*. Другие нечетные моменты ( $n$  — нечетное) обращаются в нуль только в том случае, если распределение симметрично относительно  $\bar{x}_i$ , т. е.  $\bar{x}_i$  — не только среднее, но и наиболее вероятное значение  $x$ . Обычно используется второй момент ( $n = 2$ ), обозначаемый  $\sigma_x^2$  и известный как дисперсия:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} (x_i - \bar{x}_i)^2. \quad (2a)$$

Корень квадратный из дисперсии называется стандартным отклонением  $\sigma_x$ .

Вновь введенные понятия — дисперсия  $\sigma_x^2$  и стандартное отклонение  $\sigma_x$  — имеют особенно важное значение в связи с так называемым законом нормального распределения, который описывает распределение экспериментальных результатов, содержащих случайные ошибки:

$$P(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \exp \left[ -\frac{(x - \bar{x}_i)^2}{2\sigma_x^2} \right] dx. \quad (3)$$

Здесь  $P(x) dx$  — вероятность того, что измеряемая величина окажется в интервале между  $x$  и  $x + dx$ .

При конечном числе измерений мы не знаем  $\bar{x}_i$ , а можно только оценить истинное среднее значение, вычислив по опытным данным величину

\* Действительно,  $\frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} (x_i - \bar{x}) = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} x_i - \frac{N_0 \bar{x}}{N_0} = \bar{x} - \bar{x} = 0$ . — *Прим. ред.*

ну  $\bar{x}$ . В этом случае наилучшей возможной оценкой дисперсии будет

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{(N_0 - 1)} \sum_{i=1}^{N_0} (x_i - \bar{x})^2. \quad (4)$$

Применительно к данным табл. 9 это составит  $\sigma_x^2 = \frac{1276}{9} = 141,8$ ;  $\sigma_x = 11,9$ .

Следует обратить внимание на различие между выражениями (2а) и (4). Во втором случае деление производится на  $(N_0 - 1)$ , а не на  $N_0$ , что связано с необходимостью определить неизвестную величину  $\bar{x}_i$  из тех же  $N_0$  измерений. Если для оценки величины  $\bar{x}_i$  использовать одно из измерений, то для определения дисперсии остается только  $(N_0 - 1)$  независимых измерений. Чтобы уяснить эти соображения, рассмотрим предельный случай, когда имеется лишь одно измерение; в этом случае, очевидно, нельзя составить никакого представления о степени точности измерений. Подробное описание этой проблемы, являющейся фундаментальной для статистического анализа, можно найти в специальных руководствах [1, 2].

**Точность среднего значения.** Выше на основе ограниченного числа наблюдений ( $N_0$ ) оценивались значения величин, для точного определения которых необходимо очень большое число (в пределе бесконечное число) наблюдений. Обсудим теперь степень точности этих оценок. С этой целью рассмотрим:

1. Распределение величин  $\bar{x}$ , полученных при использовании формулы (1) для целого ряда (большого числа) опытов; в каждом из опытов производится ограниченное количество ( $N_0$ ) наблюдений.

2. Распределение величин  $\sigma_x^2$ , найденных из того же ряда опытов с помощью формулы (4).

Степень близости средних значений  $\bar{x}$ , полученных в разных опытах, определяется дисперсией средних значений  $\sigma_{\bar{x}}^2$ :

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{\sigma_x^2}{N_0} = \frac{1}{N_0(N_0 - 1)} \sum_{i=1}^{N_0} (x_i - \bar{x})^2. \quad (5)$$

Величина  $\sigma_{\bar{x}}^2$  получается делением дисперсии  $\sigma_x^2$ , вычисленной по результатам одной серии наблюдений, на число наблюдений в этой серии. Эта величина представляет собой наилучшее приближение к истинной величине второго момента распределения средних значений. Для определения этого «истинного» значения потребовалось бы бесконечное множество серий из  $N_0$  наблюдений. Если обратиться к данным табл. 9, где представлены результаты одной из серий наблюдений, то  $\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{141,8/10} = 3,76$ .

Если известно  $\sigma_{\bar{x}}$ , то, согласно нормальному закону, можно определить распределение средних значений. Вероятность того, что среднее значение  $\bar{x}$ , полученное в данной серии наблюдений, будет лежать в пределах между  $\bar{x}$  и  $\bar{x} + dz$ , определяется выражением

$$P(\bar{x}) d\bar{x} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\bar{x}}^2}} \exp \left[ -\frac{(\bar{x} - \bar{x}_t)^2}{2\sigma_{\bar{x}}^2} \right] d\bar{x}.$$

В руководствах по статистическому анализу рассматриваются специальные критерии  $\chi^2$ ,  $t$ ,  $F$ , позволяющие установить случайный характер данных и степень надежности оценок  $\bar{x}_i$  и дисперсии  $\sigma_x^2$  с помощью приближений  $\bar{x}$  и  $\sigma_x^2$ .

**Распознавание ненадежных опытных данных.** Часто возникает вопрос: можно ли в данной серии наблюдений отбросить некоторые из опытных значений, поскольку они сильно отклоняются от среднего? Так, например, среди данных табл. 9 вызывает сомнения полученная на второй минуте величина 120 импульсов. Также кажется подозрительной, хотя и в меньшей степени, величина 83 импульса, полученная на восьмой минуте. Нельзя утверждать, что эти измерения заведомо неправильны, что ошибки имеют систематический, а не случайный характер. Но в то же время столь заметные отклонения от других данных при относительно небольшом числе наблюдений могут, очевидно, чрезмерно повлиять на результаты вычисления среднего значения. Критерий, позволяющий распознать и отбросить ненадежные опытные данные, должен учитывать не только степень отклонения данного опытного значения от среднего, но и число имеющихся в распоряжении наблюдений.

Согласно Шовенэ, опытная величина является ненадежной и может быть отброшена, если вероятность наблюдения величин, для которых отклонения от среднего превышают отклонение рассматриваемой опытной величины (или равны ему), меньше чем  $1/(2N_0)$ , где  $N_0$  — число наблюдений в данной серии опытов.

Возвращаясь к данным табл. 9 ( $\bar{x} = 99$ ,  $N_0 = 10$ ,  $1/(2N_0) = 0,05$ ) и сомнительной величине  $x_i = 120$  ( $\Delta = 120 - 99 = 21$ ), получим

$$1 - P = 1 - \int_{78}^{120} \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot 141,8}} \exp \left[ -\frac{(x-99)^2}{2 \cdot 141,8} \right] dx.$$

С помощью математических таблиц найдем значение интеграла, равное 0,92. Тогда  $1 - P = 0,08$ . Так как  $(1 - P) > 1/(2N_0)$ , то в данном случае величину  $x_i = 120$  следует сохранить. Однако если бы число наблюдений  $N_0$  равнялось не 10, а 6 (или меньше), то значение  $x_i = 120$  следовало бы отбросить.

Если одна из опытных величин, согласно критерию Шовенэ, отбрасывается, то надо вычислить новое среднее значение  $\bar{x}$  и снова применить критерий к сомнительным опытным данным; величина  $N_0$  после каждого отбрасывания, конечно, уменьшается на 1.

## Б. ВЕРОЯТНОСТИ И ИХ СОЧЕТАНИЯ

Изложенные выше представления могут быть использованы при рассмотрении любого ряда случайных данных. Прежде чем перейти к дальнейшему изложению, следует тщательно обсудить понятие вероятности. В качестве примеров попробуем ответить, например, на следующие вопросы: какова вероятность того, что

- а) вынутая наугад из колоды карта окажется тузом;
- б) дважды подброшенная монета оба раза упадет гербом кверху;
- в) в данном радиоактивном образце в следующую минуту произойдет ровно 100 распадов?

Определим понятие вероятности следующим образом. Дана совокупность, состоящая из  $N_0$  объектов (или событий, или результатов и т. д.), в которой содержится  $n_1$  объектов 1-го рода,  $n_2$  объектов 2-го рода и  $n_i$  объектов  $i$ -го рода. Вероятность того, что объект, о котором известно, что он принадлежит к указанной совокупности, окажется  $i$ -го рода, определяется выражением  $p_i = \frac{n_i}{N_0}$ . Применяя это определение, найдем вероятность того, что одна вытащенная наудачу из полной колоды карта окажется тузом. Вероятность этого события равна  $1/52$ , т. е.  $1/13$ .

Теперь можно несколько видоизменить определение среднего значения  $\bar{x}$ . Принимая во внимание, что некоторое определенное значение  $x_i$  может появиться несколько раз, скажем  $n_i$  раз, получим

$$\bar{x} = \frac{1}{N_0} \sum n_i x_i = \sum p_i x_i.$$

Это выражение может быть обобщено на случай среднего значения любой функции от  $x$ :

$$\overline{f(x)} = \sum p_i f(x_i). \quad (6)$$

На основании этого уравнения легко получить следующее полезное соотношение\*:

$$\sigma_x^2 = \sum p_i (x_i - \bar{x})^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2. \quad (7)$$

В процессе экспериментальных измерений можно сделать большое число  $K$  наблюдений и при этом получить  $i$ -й результат  $k_i$  раз. Отношение  $k_i/K$  еще не есть вероятность  $p_i$   $i$ -го результата, но для поставленных целей можно принять, что, как только  $K$  становится очень большим, отношение  $k_i/K$  сколь угодно близко приближается к  $p_i$ :

$$\lim_{K \rightarrow \infty} \frac{k_i}{K} = p_i.$$

Это предположение не доказывается математически, поскольку для последовательности, в которой изменение членов не следует никакому закону, предел не может быть найден.

**Теорема сложения вероятностей.** Обратимся теперь к вопросу о способах сочетания различных вероятностей, и прежде всего рассмотрим теорему сложения вероятностей. Положим, что имеется совокупность из  $N_0$  объектов (или событий, или результатов и пр.), включающая в себя  $n_i$  объектов типа  $a_i$ , причем типы  $a_1, a_2, \dots, a_i$  не имеют общих членов. Тогда вероятность того, что один из  $N_0$  объектов принадлежит к комбинационной группе  $a_1 + a_2 + \dots + a_j$ , равна  $\sum_{i=1}^j p_i$ . Таким образом, если имеются два взаимно исключающих события с вероятностями  $p_1$  и  $p_2$ , то вероятность того, что произойдет или одно или другое событие, равна  $p_1 + p_2$ . Так, например, если из полной колоды вынимается одна карта, то вероятность того, что она окажется или пятеркой или десяткой, равна  $1/52 + 1/52 = 2/52$ . (Если карта вынимается не из полной колоды, а из колоды без нескольких карт, например без четырех, причем ни одна из отобра-

\* Результат получается, если применить к этой функции выражение (6). Смысл его в том, что дисперсия равна разности между средним арифметическим квадратов отдельных величин и квадратом среднего значения. — *Прим. ред.*

ных карт не является ни пятеркой, ни десяткой, то вероятность извлечь из такой колоды или пятерку или десятку несколько повышается и равняется  $\frac{1}{48} + \frac{1}{48} = \frac{1}{6}$ .) Вероятность того, что подброшенная монета упадет или вверх гербом, или вверх цифрой, равна  $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ .

**Теорема умножения вероятностей.** Другой тип сочетания вероятностей описывается теоремой умножения вероятностей. Если вероятность некоторого события  $i$  равна  $p_i$  и если после совершения события  $i$  вероятность другого события  $j$  есть  $p_j$ , то вероятность того, что сначала произойдет событие  $i$ , а затем событие  $j$ , равна  $p_i p_j$ . Так, если монету подбрасывать дважды, то вероятность того, что при этом дважды выпадет герб, равна  $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$ . Если вначале из полной колоды вынимаются две карты, то вероятность извлечь при этом два туза равна  $\frac{4}{52} \cdot \frac{3}{51}$ . Вероятность того, что будут извлечены четыре туза при вынимании четырех карт, равна  $\frac{4}{52} \cdot \frac{3}{51} \cdot \frac{2}{50} \cdot \frac{1}{49}$ . (Если из колоды вынимают пять карт, то вероятность того, что при этом будет извлечено нять тузов, равна  $\frac{4}{52} \cdot \frac{3}{51} \cdot \frac{2}{50} \cdot \frac{1}{49} \cdot \frac{0}{48} = 0$ .)

**Биномиальное распределение.** Закон биномиального распределения представляет собой один из наиболее общих случаев сочетания вероятностей: при его выводе используются и теорема сложения и теорема умножения вероятностей. Положим, что имеется очень большая совокупность объектов, причем вероятность нахождения объекта определенного типа  $a$  равна  $p$ . Если из этой совокупности извлекается  $n$  объектов, то вероятность  $W(r)$  того, что из этих  $n$  объектов  $r$  объектов окажутся типа  $a$ , описывается выражением

$$W(r) = \frac{n!}{(n-r)! r!} p^r (1-p)^{n-r}. \tag{8}$$

Чтобы понять, почему эта формула определяет искомую вероятность, обратимся сначала к интересующим нас  $r$  объектам. Вероятность того, что первый из них окажется типа  $a$ , равна  $p$ ; вероятность того, что и первый и второй окажутся типа  $a$ , равна  $p^2$  и т. д. Вероятность того события, что все  $r$  объектов окажутся типа  $a$ , равна  $p^r$ . Но если из  $n$  объектов  $r$  объектов будут типа  $a$ , то оставшиеся  $(n-r)$  объектов должны быть других типов, и вероятность их появления среди  $n$  объектов должна быть равна  $(1-p)^{n-r}$ . Таким образом, видно, что при определенном выборе  $r$  объектов из  $n$  вероятность того, что точно  $r$  объектов окажутся типа  $a$ , равна  $p^r (1-p)^{n-r}$ . Этот определенный выбор не является единственно возможным. Первый из  $r$  объектов может быть выбран (из  $n$  объектов)  $n$  различными способами; второй —  $(n-1)$ , третий —  $(n-2)$  и, наконец,  $r$ -й объект —  $(n-r+1)$  способами. Произведение этих чисел —  $n(n-1)(n-2) \dots (n-r+1) = \frac{n!}{(n-r)!}$  — должно быть помещено в качестве коэффициента перед полученным выше выражением для вероятности. Однако в действительности этот коэффициент слишком велик, так как он учитывает не только полное число возможных последовательностей появления объектов типа  $a$ , но включает и такие варианты, которые отличаются только порядком выбора  $r$  объектов. Таким образом, этот коэффициент должен быть разделен на число перестановок из  $r$  объектов, равное  $r!$ . Итак, окончательное значение коэффициента равно  $\frac{n!}{(n-r)! r!}$ , что и соответствует множителю, стоящему в уравнении (8). Закон, описываемый уравнением (8), известен под названием биномиального распределения, так как входящий

в него коэффициент в точности равен коэффициенту при члене  $x^r y^{n-r}$  в разложении бинома  $(x + y)^n$ . Так как в уравнении (8)

$$x + y = p + (1 - p),$$

то

$$\sum_{r=0}^n W(r) = 1,$$

т. е. биномиальное распределение нормировано.

## В. РАДИОАКТИВНОСТЬ КАК СТАТИСТИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ

Применение биномиального распределения к радиоактивному распаду. Закон биномиального распределения можно использовать для нахождения вероятности  $W(m)$  того, что за время  $t$  из начального числа  $N_0$  радиоактивных атомов распадается точно  $m$  атомов. Здесь  $N_0$  соответствует числу  $n$  объектов, выбранных для наблюдения, а  $m$  — числу  $r$  объектов, обладающих определенным свойством. В данном случае свойство, общее для всех  $m$  атомов, заключается в том, что все они распадаются за время  $t$ . Тогда, согласно закону биномиального распределения,

$$W(m) = \frac{N_0!}{(N_0 - m)! m!} p^m (1 - p)^{N_0 - m}. \quad (9)$$

В этом выражении вероятность  $(1 - p)$  того события, что атом не претерпевает радиоактивного превращения за время  $t$ , равна отношению числа  $N$  атомов, не распавшихся в течение промежутка времени  $t$ , к числу  $N_0$  атомов, имевшихся вначале:

$$(1 - p) = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}.$$

Тогда  $p = 1 - e^{-\lambda t}$ , и искомое выражение окончательно можно записать в виде

$$W(m) = \frac{N_0!}{(N_0 - m)! m!} (1 - e^{-\lambda t})^m (e^{-\lambda t})^{N_0 - m}. \quad (10)$$

Интервалы времени между отдельными актами радиоактивного распада. С тех пор как Швейдлер на основании вероятностных соображений вывел экспоненциальный закон распада, был поставлен ряд опытов для проверки применимости статистических законов к явлению радиоактивности. В качестве примера успешного применения теории рассмотрим вопрос о распределении промежутков времени между отдельными актами радиоактивного распада. Пусть временному интервалу, лежащему между  $t$  и  $t + dt$ , соответствует вероятность  $P(t) dt$ , определяемая произведением двух членов. Один из них представляет вероятность того, что распад не произойдет между  $0$  и  $t$ , а второй — вероятность распада между  $t$  и  $t + dt$ . Первая из этих двух вероятностей определяется из уравнения (10) при  $m = 0$ :

$$W(0) = \frac{N_0!}{N_0! 0!} (1 - e^{-\lambda t})^0 (e^{-\lambda t})^{N_0} = e^{-N_0 \lambda t}. \quad (10a)$$

(Заметьте, что  $0! = 1$ .) Вероятность того, что один из  $N_0$  атомов испытывает радиоактивное превращение за время  $dt$ , очевидно, равна  $N_0 \lambda dt$

(см. гл. I). Этот результат можно также получить из уравнения (40) для  $W(1)$ , положив  $m = 1$ , заменив  $t$  на  $dt$  и пренебрегая высшими степенями  $dt$ .

Тогда

$$P(t) dt = N_0 \lambda e^{-N_0 \lambda t} dt. \quad (11)$$

В опытах, поставленных с целью проверки этого соотношения, обычно измерялось большое число  $s$  интервалов между актами радиоактивного распада и затем они подразделялись на группы, отличающиеся на малый, но конечный отрезок времени  $\Delta t$ ; тогда вероятность того, что величина интервала заключена между  $t$  и  $t + \Delta t$ , должна быть равна  $N_0 \lambda e^{-N_0 \lambda t} \Delta t$ , и, следовательно, число интервалов такой величины должно быть равно  $s N_0 \lambda e^{-N_0 \lambda t} \Delta t$ . Действительно, Физер экспериментально установил, что логарифм числа интервалов, величина которых заключена в пределах между  $t$  и  $t + \Delta t$ , пропорционален  $t$ , что находится в соответствии с приведенным теоретическим выражением.

**Средняя скорость распада.** Еще один случай приложения биномиального закона к явлению радиоактивного распада может быть продемонстрирован на примере вычисления ожидаемой средней скорости распада. С этой целью возвратимся на некоторое время к уравнению (8), заменив для удобства обозначение  $(1 - p)$  на  $q$ :

$$W(r) = \frac{n!}{(n-r)! r!} p^r q^{n-r}. \quad (12)$$

Среднее значение  $r$ , согласно равенству (6), определяется выражением

$$\bar{r} = \sum_{r=0}^{r=n} r W(r) = \sum_{r=0}^{r=n} r \frac{n!}{(n-r)! r!} p^r q^{n-r}.$$

Для того чтобы оценить величину этого громоздкого выражения, рассмотрим разложение бинома  $(px + q)^n$ :

$$(px + q)^n = \sum_{r=0}^{r=n} \frac{n!}{(n-r)! r!} p^r x^r q^{n-r} = \sum_{r=0}^{r=n} x^r W(r).$$

Дифференцируя это выражение по  $x$ , получаем

$$np(px + q)^{n-1} = \sum_{r=0}^{r=n} r x^{r-1} W(r). \quad (13)$$

Отсюда, положив  $x = 1$  и заменяя  $q$  на  $(1 - p)$ , найдем искомое выражение для  $\bar{r}$ :

$$\bar{r} = \sum_{r=0}^{r=n} r W(r) = np.$$

Этот результат не является неожиданным. Он означает, что среднее число появлений  $r$  объектов, принадлежащих к типу  $a$ , из общего числа  $n$  объектов равно произведению полного числа объектов  $n$  на вероятность нахождения объекта типа  $a$ .

\* Или из уравнения (10а), заменив  $t$  на  $dt$  и пользуясь теоремой сложения вероятностей.— *Прим. ред.*

Полученный результат можно применить к явлению радиоактивного распада, положив, как и прежде,  $n = N_0$  и  $p = 1 - e^{-\lambda t}$ . Тогда ожидаемое среднее число  $M$  атомов, испытывающих за время  $t$  радиоактивный распад, определяется равенством  $M = N_0(1 - e^{-\lambda t})$ . Для малых значений  $\lambda t$ , т. е. при времени наблюдения, малом по сравнению с периодом полураспада, можно использовать приближенное равенство  $e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t$ , и тогда  $M = N_0 \lambda t$ . Ожидаемая скорость распада  $R = \frac{M}{t} = N_0 \lambda$ , что соответствует обычному уравнению  $-\frac{dN}{dt} = \lambda N$ .

Ожидаемое стандартное отклонение. Выясним теперь, каково будет стандартное отклонение в случае биномиального распределения. Какого стандартного отклонения  $\sigma$ , можно ожидать от среднего значения  $\bar{r}$  или  $M$ ? Продифференцировав равенство (13) еще раз по  $x$ , получим

$$n(n-1)p^2(px+q)^{n-2} = \sum_{r=0}^{r=n} r(r-1)x^{r-2}W(r).$$

Положив  $x = 1$  и учитывая, что  $p + q = 1$ , имеем

$$n(n-1)p^2 = \sum_{r=0}^{r=n} r(r-1)W(r) = \sum_{r=0}^{r=n} r^2W(r) - \sum_{r=0}^{r=n} rW(r),$$

или

$$n(n-1)p^2 = \bar{r}^2 - \bar{r}.$$

Вспомним, что, согласно уравнению (7), дисперсия  $\sigma_r^2$  определяется равенством

$$\sigma_r^2 = \bar{r}^2 - \bar{r}^2.$$

Комбинируя это равенство с предыдущим, получим

$$\sigma_r^2 = n(n-1)p^2 + \bar{r} - \bar{r}^2.$$

Если принять во внимание, что  $\bar{r} = np$ , то

$$\sigma_r^2 = n^2p^2 - np^2 + np - n^2p^2 = np(1-p) = npq,$$

$$\sigma_r = \sqrt{npq}.$$

Для случая радиоактивного распада стандартное отклонение определяется выражением

$$\sigma = \sqrt{N_0(1 - e^{-\lambda t})e^{-\lambda t}} = \sqrt{Me^{-\lambda t}}. \quad (14)$$

На практике при измерении активности произведение  $\lambda t$  обычно мало, так как время наблюдения  $t$ , как правило, намного меньше периода полураспада. Если это условие выполняется, то  $e^{-\lambda t} \rightarrow 1$  и

$$\sigma = \sqrt{M}. \quad (14a)$$

Выражение (14a) является примером очень важного свойства биномиального распределения; как можно показать, таким же свойством обладает распределение Пуассона. Это свойство заключается в наличии простой связи между средним значением и дисперсией. Вследствие этого, располагая даже единичным измерением величины, которую можно отнести к биномиальному распределению (как, например, скорость счета при

радиоактивном распаде), можно сразу оценить и среднее значение и дисперсию распределения. Оценив по единичному измерению дисперсию распределения, одновременно получим оценку дисперсии среднего. Следует подчеркнуть, что все эти обстоятельства далеко не обычны. Действительно, например, при измерении температуры по шкале термометра, при измерении длины с помощью линейки, при определении напряжения вольтметром невозможно по одному измерению определить дисперсию — нельзя, вообще говоря, считать, что она равна измеренной величине.

Если зарегистрировано достаточно большое число импульсов  $m$ , то для определения  $\sigma$  вместо  $M$  можно использовать это опытное число  $m$ . Так, если за 1 мин зарегистрировано 100 импульсов, то ожидаемое стандартное отклонение  $\sigma \approx \sqrt{100} = 10$  и реальная скорость счета равна  $100 \pm 10$  *имп/мин*. Если за 10 мин зарегистрировано 1000 импульсов, то стандартное отклонение от этой величины равно  $\sigma \approx \sqrt{1000} = 32$ . Тогда скорость счета равна  $\frac{1000 \pm 32}{10} = 100 \pm 3,2$  *имп/мин*. Из этих примеров видно, что при данной скорости счета  $R$  стандартное отклонение обратно пропорционально квадратному корню из времени измерения:

$$R = \frac{m}{t};$$

$$\sigma_R = \frac{\sqrt{m}}{t} = \frac{\sqrt{Rt}}{t} = \sqrt{\frac{R}{t}}. \quad (15)$$

Каков будет результат, если время счета, т. е. время, в течение которого производится измерение активности, велико по сравнению с периодом полураспада? Если  $\lambda t \rightarrow \infty$ , то  $e^{-\lambda t} \rightarrow 0$ , и в этом случае предельное значение  $\sigma = \sqrt{M e^{-\lambda t}} = 0$ . Смысл этого результата очевиден: если имеется  $N_0$  атомов и все они распадаются, то число атомов, претерпевших радиоактивный распад, будет точно равно  $N_0$ . В опытах действительно измеряется не число распадов, а произведение этого числа на некоторый коэффициент  $c$ , который определяет вероятность того, что акт распада будет зарегистрирован как измеренный импульс. Если принять это обстоятельство во внимание, то в рассматриваемом предельном случае правильное выражение для  $\sigma = \sqrt{npq}$  будет  $\sigma = \sqrt{N_0 c(1-c)}$ . Если  $c \ll 1$ , то  $\sigma = \sqrt{N_0 c} = \sqrt{V}$  (число зарегистрированных импульсов), т. е. в этом случае для  $\sigma$  получается выражение, аналогичное приведенному ранее. В тех случаях, когда  $\lambda t \approx 1$  и коэффициент  $c$  ни очень мал, ни равен единице, для определения  $\sigma$  необходим дополнительный анализ на основании общего выражения  $\sigma = \sqrt{npq}$ . Этот анализ приводит к выражению  $\sigma = \sqrt{Mc(1-c+ce^{-\lambda t})}$ .

В связи с введением — при проведении только что изложенных рассуждений — коэффициента счетности  $c$  возникает вопрос: почему этот коэффициент не учитывается в том (более обычном) случае, когда произведение  $\lambda t$  мало и стандартное отклонение определяется выражением  $\sigma = \sqrt{m}$ ? Если и в этом случае ввести коэффициент  $c$ , то вероятность того, что за время  $t$  атом испытает радиоактивный распад, который будет зарегистрирован в виде импульса, определяется выражением  $p = (1 - e^{-\lambda t})c$ ; тогда  $q = 1 - p = 1 - c + ce^{-\lambda t}$ . Следовательно, стандартное отклонение равно

$$\sigma = \sqrt{N_0(1 - e^{-\lambda t})c(1 - c + ce^{-\lambda t})}.$$

Если  $\lambda t$  настолько мало, что можно положить  $e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t$ , то

$$\sigma = \sqrt{N_0 \lambda t c} = \sqrt{M c} = \sqrt{(\text{число зарегистрированных импульсов})}.$$

Таким образом, приходим к тому же результату, который был получен ранее без учета коэффициента счетности. Следует отметить, что в это выражение надо подставлять истинное число импульсов, а не число счетов, зарегистрированное с помощью пересчетного устройства.

### Г. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУАССОНА И ГАУССА

**Распределение Пуассона.** Если ввести некоторые ограничения ( $\lambda t \ll 1$ ,  $N_0 \gg 1$ ,  $m \ll N_0$ ), то закон биномиального распределения (10) может быть представлен в более удобной приближенной форме. Это означает, что рассматривается большое число активных атомов, которые наблюдаются в течение времени, малого по сравнению с периодом полураспада. Так как среднее число распадов, происходящее за время  $t$ , равно

$$M = N_0 (1 - e^{-\lambda t}),$$

то выражение (10) можно преобразовать к виду

$$W(m) = \frac{N_0!}{(N_0 - m)! m!} \left(\frac{M}{N_0}\right)^m \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{N_0} \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{-m}.$$

Множитель  $\frac{N_0!}{(N_0 - m)!}$  также можно представить произведением членов вида  $(1 - x)$ :

$$\begin{aligned} \frac{N_0!}{(N_0 - m)!} &= N_0(N_0 - 1)(N_0 - 2) \dots (N_0 - m + 1) = \\ &= N_0^m \left(1 - \frac{1}{N_0}\right) \left(1 - \frac{2}{N_0}\right) \dots \left(1 - \frac{m-1}{N_0}\right). \end{aligned}$$

Прологарифмируем это выражение и каждый член типа  $\ln(1 - x)$  разложим в ряд Тейлора. Так как по условию  $m \ll N_0$ , то в разложении

$$\ln(1 + x) \cong x - \frac{x^2}{2} \dots \quad (16)$$

можно ограничиться первым членом. Тогда \*

$$\frac{N_0!}{(N_0 - m)!} \cong N_0^m \exp \left[ -\frac{m(m-1)}{2N_0} \right]. \quad (17a)$$

\* Это легко показать:

$$\begin{aligned} \ln \frac{N_0!}{(N_0 - m)!} &= m \ln N_0 + \ln \left(1 - \frac{1}{N_0}\right) + \ln \left(1 - \frac{2}{N_0}\right) + \dots + \ln \left(1 - \frac{m-1}{N_0}\right) \cong \\ &\cong m \ln N_0 - \frac{1}{N_0} - \frac{2}{N_0} - \dots - \frac{m-1}{N_0} = m \ln N_0 - \frac{1}{N_0} [1 + 2 + \dots + (m-1)]. \end{aligned}$$

Члены в скобках образуют арифметическую прогрессию, поэтому, взяв ее сумму, получим

$$\ln \frac{N_0!}{(N_0 - m)!} \cong m \ln N_0 - \frac{m(m-1)}{2N_0},$$

т. е.

$$\frac{N_0!}{(N_0 - m)!} = N_0^m \exp \left[ -\frac{m(m-1)}{2N_0} \right].$$

— Прил. ред.

Множители  $\left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{N_0}$  и  $\left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{-m}$  преобразуем аналогичным образом; так как по условию  $\lambda t \ll 1$ , то, следовательно,  $M/N_0 \ll 1$ :

$$\ln \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{N_0} = N_0 \ln \left(1 - \frac{M}{N_0}\right) \simeq -M - \frac{M^2}{2N_0}.$$

Здесь в разложении сохраняем два члена, поскольку даже для  $\frac{M}{N_0} \ll 1$  член  $\frac{M^2}{2N_0}$  не обязательно пренебрежимо мал.

Тогда

$$\left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{N_0} \simeq e^{-M} e^{-M^2/2N_0}. \tag{17б}$$

Аналогично \*

$$\ln \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{-m} = -m \ln \left(1 - \frac{M}{N_0}\right) \simeq \frac{mM}{N_0}$$

и

$$\left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{-m} \simeq e^{mM/N_0}. \tag{17в}$$

Подставляя приближенные выражения (17а, б, в) в модифицированную форму биномиального распределения (10), получим \*\*

$$W(m) \simeq \frac{M^m e^{-mM}}{m!} [e^{-(M-m)^2/2N_0} e^{m/2N_0}]. \tag{18}$$

Выражение, стоящее перед квадратными скобками, представляет известное распределение Пуассона. Выражение в скобках можно рассматривать как поправочный член; он является мерой того, насколько точно биномиальное распределение может быть аппроксимировано распределением Пуассона

$$W(m) \simeq \frac{M^m e^{-M}}{m!}. \tag{19}$$

Смысл этого выражения заключается в следующем: если ожидаемое среднее число импульсов равно  $M$ , то вероятность того, что будет зарегистрировано определенное число импульсов  $m$ , равна  $W(m) = M^m e^{-M}/m!$

Следует подчеркнуть, что, для того чтобы распределение Пуассона (19) было хорошим приближением биномиального распределения (10), не только необходимо, чтобы большое число радиоактивных атомов  $N_0$  наблюдалось в течение времени, малого по сравнению с периодом полураспада, но надо, чтобы абсолютная величина  $(M - m)$  была существен-

\* Здесь вторым членом разложения можно пренебречь ввиду малости множителя  $(M/N_0)^2$ . — Прим. ред.

\*\* 
$$\begin{aligned} W(m) &= \frac{N_0!}{(N_0 - m)! m!} \left(\frac{M}{N_0}\right)^m \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{N_0} \left(1 - \frac{M}{N_0}\right)^{-m} = \\ &= \frac{N_0^m}{m!} \left(\frac{M}{N_0}\right)^m e^{-m(m-1)/2N_0} \cdot e^{-M} \cdot e^{-M^2/2N_0} \cdot e^{mM/N_0} = \\ &= \frac{M^m e^{-M}}{m!} \exp \left[ \frac{-m^2 + m - M^2 + 2mM}{2N_0} \right] = \\ &= \frac{M^m e^{-M}}{m!} [e^{-(M-m)^2/2N_0} \cdot e^{m/2N_0}]. \text{ — Прим. ред.} \end{aligned}$$

но меньше  $\sqrt{N}$ . Так, например, при  $N_0 = 100$  и  $M = 1$  ( $\lambda t = 0,01$ ) для  $m = 0$  и биномиальное распределение и распределение Пуассона дают одинаковое значение  $W(0) = 0,37$ . Но для  $m = 10$ , согласно биномиальному распределению,  $W(10) = 0,7 \cdot 10^{-7}$ , а по распределению Пуассона (19)  $W(10) = 1,0 \cdot 10^{-7}$ . С учетом же поправочного члена (18)  $W(10) = 0,7 \cdot 10^{-7}$ .

Следует обратить внимание на две характерные черты распределения Пуассона: 1) вероятность появления  $m = M - 1$  равна вероятности появления  $m = M$ , т. е.  $W(M) = W(M - 1)$ , 2) при достаточно больших значениях  $M$  распределение почти симметрично по отношению к  $m = M$ , если исключить значения  $m$ , очень далекие от  $M$ .

**Распределение Гаусса.** Если внести дополнительные ограничения, а именно  $m$  велико (скажем, больше 100) и выполняется неравенство  $|M - m| \ll M$ , то может быть получено еще одно приближенное выражение закона распределения. Учитывая эти новые ограничения, пренебрегая в приближенном разложении

$$\ln \left( 1 + \frac{M-m}{m} \right) = \frac{M-m}{m} - \frac{(M-m)^2}{2m^2}$$

последующими членами и пользуясь формулой Стирлинга

$$x! = \sqrt{2\pi x} x^x e^{-x},$$

можно получить из распределения Пуассона распределение Гаусса\*

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M}} e^{-(M-m)^2/2M}. \quad (20)$$

\*

$$W(m) = \frac{M^m e^{-M}}{m!}, \quad m! = \sqrt{2\pi m} m^m e^{-m}.$$

Отсюда

$$W(m) = \frac{M^m e^{-M}}{\sqrt{2\pi m} m^m e^{-m}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} \left( \frac{M}{m} \right)^m e^{-(M-m)}.$$

Преобразуем множитель  $(M/m)^m$  и воспользуемся разложением в ряд:

$$\begin{aligned} (M/m)^m &= \left( 1 + \frac{M-m}{m} \right)^m; \\ \ln \left( 1 + \frac{M-m}{m} \right)^m &= m \ln \left( 1 + \frac{M-m}{m} \right) = \\ &= m \left[ \frac{M-m}{m} - \frac{(M-m)^2}{2m^2} \right] = (M-m) - (M-m)^2/2m. \end{aligned}$$

Тогда

$$(M/m)^m = e^{(M-m)} e^{-(M-m)^2/2m}$$

и

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} e^{-(M-m)^2/2m}.$$

Так как  $|M-m| \ll M$ , то  $m$  близко к  $M$ , т. е. приближенно

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M}} e^{-(M-m)^2/2M}. \quad \text{— Прим. ред.}$$

Следует отметить, что это распределение симметрично относительно  $m = M$ . Как для распределения Пуассона, так и для распределения Гаусса \*  $\sigma = \sqrt{M}$ , или — при больших  $m$  —  $\sigma \simeq \sqrt{m}$ .

### Д. ТЕОРЕМА БЕЙЕСА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Главной задачей применения статистических методов является получение на основании информации, добытой с помощью ограниченного числа наблюдений, сведений о величине среднего значения, знание которого, вообще говоря, требует бесконечно большого числа опытных определений данной физической величины.

Возвратимся к выражению (19) и подумаем над тем, что, собственно, хотелось бы определить с его помощью. Очевидно, интересно получить ответ на такой вопрос: если в опыте наблюдается  $m$  распадов (импульсов), то какова вероятность того, что при многократном повторении опыта возникнет распределение, средним значением которого является  $M$ ? Обозначим вероятность того, что при наблюдении в опыте величины  $m$  величина  $M$  окажется средним значением, как  $W'(M|m)$ . Выражение (19) дает, в сущности, ответ на вопрос, обратный поставленному: какова вероятность наблюдения  $m$  импульсов, если среднее значение есть  $M$ ? Эту вероятность обозначим символом  $W(m|M)$ . Две рассмотренные вероятности связаны друг с другом соотношением

$$P'(m)W'(M|m) = P(M)W(m|M). \tag{21}$$

Здесь  $P'(m)$  — *априорная вероятность* того, что в данном образце произойдет  $m$  распадов, а  $P(M)$  — *априорная вероятность* того, что среднее число импульсов для данного образца равно  $M$ . Читателю должно быть понятно, что эти так называемые априорные вероятности нелегко определить. Выражение (21) является равенством, так как обе его стороны представляют собой вероятность того, что данный образец характеризуется средним значением  $M$  и испускает  $m$  импульсов.

Величина  $W'(M|m)$ , очевидно, может быть определена выражением

$$W'(M|m) = \frac{P(M)W(m|M)}{P'(m)}, \tag{22}$$

которое впервые рассматривалось Бейесом около двухсот лет назад. Априорные вероятности  $P'(m)$  и  $P(M)$  связаны соотношением

$$P'(m) = \sum_{M=0}^{\infty} P(M)W(m|M).$$

Последнее утверждает, что если вероятность  $P(M)$  каким-либо образом стала известна, то в результате применения теорем сложения и умноже-

\* Вообще говоря, зависимость  $\sigma = \sqrt{M}$  есть свойство распределения Пуассона, но не Гаусса. В общем выражении для распределения Гаусса

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[ -\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2} \right],$$

как правило, отсутствует функциональная связь между  $M$  и  $\sigma$ . Однако если объектом распределения Гаусса является скорость счета импульсов от радиоактивного распада, то  $\sigma = \sqrt{M}$ . Появление этой зависимости объясняется особым характером источника случайных ошибок: флуктуации в скорости распада связаны с вероятностью распада в расчете на единицу времени, не зависящей от времени.

ния вероятностей можно определить и априорную вероятность  $P'(m)$ . Тогда искомую вероятность можно записать в виде

$$W'(M|m) = \frac{P(M)W(m|M)}{\sum_{M=0}^{\infty} P(M)W(m|M)}. \quad (23)$$

Используем теперь для определения  $W(m|M)$  распределение Пуассона (19), т. е. рассмотрим образец, содержащий большое число радиоактивных атомов, распад которых наблюдается в течение времени, малого по сравнению с периодом полураспада. Тогда

$$W'(M|m) = \frac{P(M)(M^m e^{-M}/m!)}{\sum_{M=0}^{\infty} P(M)(M^m e^{-M}/m!)}. \quad (24)$$

Для того чтобы продвинуться дальше, необходимо определить вид функции  $P(M)$ . Будем исходить из простейшего предположения, что все значения  $M$  равновероятны, т. е.

$$P(M) dM = K dM. \quad (25)$$

Заменяя в знаменателе выражения (24) сумму интегралом, получим

$$W'(M|m) dM = \frac{KM^m e^{-M}/m!}{\int_0^{\infty} K(M^m e^{-M}/m!) dM} dM = \frac{M^m e^{-M}}{m!} dM, \quad (26)$$

так как

$$\int_0^{\infty} M^m e^{-M} dM = m! \quad (27)$$

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что хотя правая часть равенства (26) одинакова с выражением (19), однако смысл уравнения (26) совсем иной. Выражение (26) определяет вероятность того, что среднее значение лежит в пределах от  $M$  до  $M + dM$ , если в опыте зарегистрировано  $m$  импульсов. На основе уравнения (26) легко показать\*, что наиболее вероятное значение  $M$  есть  $m$ . Используя уравнения (6), (7) и (27), можно показать\*\*, что среднее значение  $M$  равно  $(m + 1)$ , а стандартное отклонение распределения (26) равно  $\sqrt{m + 1}$ .

\* Из условия максимума функции  $W'(M|m)$  следует

$$\frac{dW'}{dM} - \frac{M^m e^{-M}}{m!} \left( \frac{m}{M} - 1 \right) = 0, \text{ т. е. } M_{\max} = m. - \text{Прим. ред.}$$

\*\*

$$\bar{M} = \int_0^{\infty} M \frac{M^m e^{-M}}{m!} dM = \frac{(m+1)!}{m!} = (m+1);$$

$$\sigma_M^2 = \bar{M}^2 - \bar{M}^2; \quad \bar{M}^2 = \int_0^{\infty} M^2 \frac{M^m e^{-M}}{m!} dM = \frac{(m+2)!}{m!} = (m+1)(m+2);$$

$$\sigma_M = (m+1)(m+2) - (m+1)^2 = (m+1), \quad \sigma_M = \sqrt{m+1}. - \text{Прим. ред.}$$

Для не слишком малых значений  $m$  различие между средним и наиболее вероятным значениями  $M$  несущественно. Для малых  $m$ , например для  $m = 0$ , возникает вопрос, как лучше определять  $M$  — с помощью среднего или наиболее вероятного значения распределения (26). Чтобы ответить на этот вопрос, разберемся в смысле среднего значения  $M$ . Положим, что имеется очень большая совокупность одинаковых образцов, каждый из которых за определенный промежуток времени дает некоторое число импульсов  $m$ . Тогда среднее число импульсов, ожидаемое для каждого образца, определяется усреднением очень большого числа наблюдений над ним. Если эти средние значения для отдельных образцов усреднить по всей большой совокупности образцов, то полученное среднее значение равно  $(m + 1)$ . Наиболее же вероятное среднее значение в этой совокупности равно  $m$ .

Допустим теперь, что измерена активность и зарегистрировано  $m$  импульсов для одного из образцов, взятых на выбор. Что это за образец? Очевидно, это образец, у которого среднее значение  $M = m$ , т. е. образец, обладающий наиболее вероятным средним значением. Подойдем к этому вопросу несколько иначе.

Рассмотрим  $n$  последовательных измерений активности одного образца, при которых зарегистрировано  $m_1, m_2, \dots, m_n$  импульсов. Можно доказать [аналогично выводу уравнения (26)] следующее. Вероятность того, что образец характеризуется средним значением  $M$ , если при  $n$  измерениях было зарегистрировано  $m_1, m_2, \dots, m_n$  импульсов, определяется выражением

$$W(M | m_1, m_2, \dots, m_n) = \frac{n (nM)^{m_1+m_2+\dots+m_n} e^{-nM}}{(m_1+m_2+\dots+m_n)!}. \quad (28)$$

Максимум этого распределения характеризуется значением  $M$  (наиболее вероятное значение), равным

$$M = \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_n}{n}, \quad (29)$$

что соответствует выражению (1).

Степень точности оценки величины  $M$  определяется выражениями (26) и (28). Точность оценки  $M$  характеризуется дисперсией соответствующего распределения. В случае единичного наблюдения [распределение (26)] дисперсия равна  $(m + 1)$ ; для  $n$  наблюдений [уравнение (28)]  $\sigma^2 = \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_n + 1}{n^2}$ .

Вычисленные таким образом значения дисперсии могут быть использованы для получения нормального закона распределения (3) отклонений от среднего. Однако для малых значений  $m$ , по-видимому, лучше непосредственно пользоваться функцией распределения (28). Например, если в единичном наблюдении получено  $m = 0$ , то, согласно уравнению (28), с вероятностью 0,99 величина  $M$  должна быть меньше 4,6. Если же значение  $m = 0$  наблюдается в 10 независимых опытах, то 0,99 — вероятность того, что  $M$  окажется меньше 0,46.

Суммируя, можно сказать, что если регистрируемое число импульсов превышает примерно 100, наилучшим приближением дисперсии считается уравнение (14а), т. е. среднее значение равно  $m + \sqrt{m}$  (при условии, что  $m + 1 \simeq m$ ). При малом числе импульсов можно утверждать, что среднее значение равно  $m$ , а степень надежности этого утверждения можно определить с помощью уравнения (28).

## Е. ПРИЛОЖЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ К АНАЛИЗУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

**Сочетание ошибок.** Всякий раз, когда некоторая величина вычисляется на основании экспериментальных данных, возникает вопрос о том, какова связь между точностью искомой величины и точностью исходных данных. В интересующей нас области искомой величиной может быть разность между наблюдаемой активностью и фоном или отношение активностей двух образцов. Ошибку вычисляемой величины легче определить в том случае, если ошибки различных исходных данных независимы.

Рассмотрим независимые измерения двух величин  $x$  и  $y$ . Положим, что вероятность того, что  $x$  лежит в пределах между  $x$  и  $x + dx$ , равна  $X(x)dx$ , а вероятность того, что  $y$  лежит в пределах между  $y$  и  $y + dy$ , равна  $Y(y)dy$ . Так как измерения  $x$  и  $y$  независимы, то вероятность того, что  $x$  будет наблюдаться в пределах между  $x$  и  $x + dx$ , когда  $y$  наблюдается в пределах между  $y$  и  $y + dy$ , равна

$$P(x, y) dx dy = X(x) Y(y) dx dy.$$

Попробуем теперь ответить на вопрос: какова будет наилучшая оценка некоторой величины  $f$ , являющейся функцией  $x$  и  $y$ , и какова точность оценки  $f$ ? Лучшей оценкой  $f(x, y)$  будет его среднее значение [1, 3]. Согласно уравнению (6),

$$\overline{f(x, y)} = \int \int X(x) Y(y) f(x, y) dx dy. \quad (30)$$

Поскольку по опытным данным вычисляется величина  $f(\bar{x}_t, \bar{y}_t)$ , то разложим  $f(x, y)$  под интегралом в ряд Тейлора вблизи точки  $(\bar{x}, \bar{y})$ , где  $\bar{x}, \bar{y}$  — лучшая возможная оценка  $\bar{x}_t, \bar{y}_t$ :

$$\begin{aligned} \overline{f(x, y)} = \int \int X(x) Y(y) [f(\bar{x}, \bar{y}) + (x - \bar{x}) f_x(\bar{x}, \bar{y}) + \\ + (y - \bar{y}) f_y(\bar{x}, \bar{y}) + \frac{(x - \bar{x})^2}{2} f_{xx}(\bar{x}, \bar{y}) + \frac{(y - \bar{y})^2}{2} f_{yy}(\bar{x}, \bar{y}) + \\ + (x - \bar{x})(y - \bar{y}) f_{xy}(\bar{x}, \bar{y}) + \dots] dx, dy. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь  $f_x(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{\partial f}{\partial x}$ ,  $f_y(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{\partial f}{\partial y}$ ,  $f_{xx}(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ ,  $f_{yy}(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}$ ,  $f_{xy}(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}$  в точке  $(\bar{x}, \bar{y})$ . Если  $f(x, y)$  вблизи точки  $(\bar{x}, \bar{y})$  является относительно медленно изменяющейся функцией, то высшими производными можно пренебречь, и тогда

$$\overline{f(x, y)} \simeq f(\bar{x}, \bar{y}), \quad (32)$$

так как

$$\int \int X(x) Y(y) (x - \bar{x}) dx dy = \bar{x} - \bar{x} = 0$$

и

$$\int \int X(x) Y(y) (y - \bar{y}) dx dy = \bar{y} - \bar{y} = 0.$$

Для трех из основных арифметических действий — сложения, вычитания и умножения — ряд Тейлора сходится, и имеют место равенства:

$$\overline{x+y} = \overline{x} + \overline{y}, \quad (33a)$$

$$\overline{x-y} = \overline{x} - \overline{y}, \quad (33б)$$

$$\overline{xy} = \overline{x}\overline{y}. \quad (33в)$$

Однако для деления аналогичная зависимость, вообще говоря, неверна. Величина  $\overline{x/y}$  при  $y \rightarrow 0$ , согласно уравнению (30), будет бесконечной, если только  $Y(y)$  не стремится к нулю быстрее, чем  $y$ , т. е.  $\lim_{y \rightarrow 0} [Y(y)/y] \neq \infty$ .

Эту опасность «бесконечности» обычно обходят, ограничивая  $y$  областью, лежащей вблизи  $\overline{y}$ . В этом случае выражением (32) можно пользоваться и для деления.

Дисперсию можно определить на основании выражения

$$\sigma_f^2 = \overline{[f(x, y) - \overline{f(x, y)}]^2} = \iint X(x) Y(y) [f(x, y) - \overline{f(x, y)}]^2 dx dy. \quad (34)$$

Если опять применить разложение в ряд Тейлора и отбросить высшие производные, то получим

$$\sigma_f^2 = f_x^2(\overline{x}, \overline{y}) \sigma_x^2 + f_y^2(\overline{x}, \overline{y}) \sigma_y^2 + \dots \quad (35)$$

И в этом случае для трех простейших арифметических действий дисперсии функции и аргументов связаны простыми (и точными) соотношениями:

$$\sigma_{x+y}^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2, \quad (36a)$$

$$\sigma_{x-y}^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2, \quad (36б)$$

$$\frac{\sigma_{xy}^2}{x^2 y^2} = \frac{\sigma_x^2}{x^2} + \frac{\sigma_y^2}{y^2} + \frac{\sigma_x^2 \sigma_y^2}{x^2 y^2}. \quad (36в)$$

В уравнении (36в) третье слагаемое обычно мало по сравнению с первыми двумя, и им можно пренебречь. Точно так же сумма двух первых членов в выражении (35) обычно дает достаточно хорошее приближение дисперсии для любых видов  $f(x, y)$ .

В качестве примера рассмотрим следующие экспериментальные данные. При измерении фона счетчика в течение 15 мин зарегистрировано 600 импульсов. Затем вблизи счетчика помещен активный образец и за 10 мин зарегистрировано 1000 импульсов. Требуется определить действительную активность (скорость счета) образца и соответствующее стандартное отклонение. Величина фона  $\overline{R}_\phi$  в импульсах в минуту равна

$$\overline{R}_\phi = \frac{600 \pm \sqrt{600}}{15} = \frac{600 \pm 24}{15} = 40 \pm 1,6 \text{ имп/мин.}$$

Полная активность  $R_\Pi$  равна

$$R_\Pi = \frac{1000 \pm \sqrt{1000}}{10} = \frac{1000 \pm 32}{10} = 100 \pm 3,2 \text{ имп/мин.}$$

Истинная активность образца равна  $R_0 = 100 - 40 = 60$  имп/мин, а соответствующее стандартное отклонение  $\sigma_0 = \sqrt{1,6^2 + 3,2^2} = 3,6$ . Таким образом,  $R_0 = 60 \pm 3,6$  имп/мин.

**Гауссова кривая ошибок.** Зная закон распределения, можно производить количественную оценку вероятности получения при измерении результата  $m$ , отличающегося от ожидаемой истинной средней величины  $M$ . Для этой цели удобно использовать распределение Гаусса. Принимая, что распределение можно рассматривать непрерывным, и обозначив абсолютную ошибку сокращенно,  $|M - m| = \varepsilon$ , получим выражение, определяющее вероятность того, что ошибка лежит между  $\varepsilon$  и  $\varepsilon + d\varepsilon$

$$W(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{2\pi M}} e^{-\varepsilon^2/2M} d\varepsilon. \quad (37a)$$

Появление множителя 2 обусловлено тем, что в пределах правильности используемого приближения с равной вероятностью имеют место положительные и отрицательные ошибки. Вспоминая, что  $\sigma = \sqrt{M}$ , имеем

$$W(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\varepsilon^2/2\sigma^2} d\varepsilon. \quad (37б)$$

Вероятность наблюдения отклонения, большего чем  $k\sigma$ , определяется путем интегрирования функции распределения  $W(\varepsilon)$  от  $\varepsilon = k\sigma$  до  $\varepsilon = \infty$ . Численные значения этого интеграла как функции  $k$  можно найти в справочниках. В качестве примера в табл. 10 приведены некоторые характерные значения. Следует заметить, что ошибки, большие и меньшие чем

Таблица 10

$k$	0	0,674	1,0	2,0	3,0	4,0
Вероятность того, что $\varepsilon > k\sigma$	1,00	0,50	0,32	0,046	0,0027	0,00006

$0,674\sigma$ , равновероятны. Ошибка  $\varepsilon = 0,674\sigma$  называется «вероятной ошибкой». При представлении данных о скорости счета для их характеристики иногда вместо стандартного отклонения употребляют вероятную ошибку. При построении экспериментальных кривых очень удобно обозначать вероятные ошибки каждой точки с помощью черточек соответствующей длины. Тогда проведенная по экспериментальным точкам плавная кривая должна пересечь в среднем столько же «точек», сколько и миновать. Строго говоря, не совсем правильно использовать уравнения (37б) и (35) для нахождения вероятности данной ошибки в определении некоторой функции случайных величин. Дело в том, что, например, распределение разностей двух случайных величин не описывается законом Гаусса, хотя сами величины следуют ему. Тем не менее если функция распределения не очень быстро изменяется вблизи среднего значения, то в этой области распределение может, по существу, считаться гауссовым, а дисперсию можно вычислять согласно уравнению (35).

**Сравнение с экспериментальными данными.** Обратимся теперь снова к рассмотрению типичных результатов измерения активности, приведенных в табл. 9. Как было уже установлено по результатам десяти измерений,  $\sigma = \sqrt{[\Sigma(x_i - \bar{x})^2]/(N_0 - 1)} = 11,9$ . Если измеренное в единицу времени число импульсов (скорость счета) действительно относится

к разряду случайных величин, то ожидаемое стандартное отклонение результата отдельного измерения можно оценить, извлекая квадратный корень из числа импульсов, зарегистрированных в течение данной минуты. Так, например, для 9-й минуты находим  $\sigma = \sqrt{101} \approx 10$ . Значения, полученные для других минут, отличаются не очень существенно. Поскольку эти значения удовлетворительно согласуются с ранее полученной величиной  $\sigma = 11,9$ , то это служит доказательством случайной природы наблюдаемого явления. Такой проверке следует время от времени подвергать экспериментальные данные, полученные с помощью счетных устройств.

Помимо определения стандартного отклонения отдельных измерений, приведенных в табл. 9, можно определить  $\sigma_{\bar{x}}$  для среднего из десяти наблюдений.

Это можно сделать тремя различными путями, поучительно сравнить их.

1. Поскольку 10 данных, приведенных в табл. 9, представляют собой результаты измерения радиоактивного распада, то, согласно уравнению (14а), стандартное отклонение для каждой измеренной величины равно корню квадратному из числа импульсов, зарегистрированных за 1 мин. Среднее значение вычисляется путем сложения всех результатов и деления на число наблюдений (10). Тогда стандартное отклонение для среднего можно определить согласно уравнению (35) как стандартное отклонение функции случайных величин (числу 10 в знаменателе соответствует  $\sigma = 0$ ). Таким образом,

$$\sigma_{\bar{x}} = 99 \sqrt{\frac{990}{990^2}} = \frac{1}{10} \sqrt{990} = 3,1.$$

2. Результаты отдельных измерений можно просуммировать, что эквивалентно наблюдению 990 импульсов за 10 мин. Поскольку речь идет именно об измерениях радиоактивного распада, стандартное отклонение среднего найдем с помощью уравнения (14а):

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{1}{10} \sqrt{990} = 3,1.$$

3. Если отвлечься от того факта, что объектом измерений является радиоактивный распад, и не учитывать наличие специального соотношения (14а) между измеренной величиной и ее стандартным отклонением, то стандартное отклонение среднего значения можно вычислить с помощью формулы (5):

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1276}{9 \cdot 10}} = 3,8.$$

Существенно заметить, что методы 1 и 2 дают одинаковый результат. Это естественно, так как невозможно получить новую информацию о стандартном отклонении среднего, просто разбивая 10-минутный интервал на 10 отдельных интервалов. Величина  $\sigma_{\bar{x}} = 3,1$ , полученная методами 1 и 2, более правильна. В случае метода 3 точность оценки среднего значения оказывается меньше.

Средняя скорость счета с соответствующим стандартным отклонением составляет  $\bar{x} = \frac{990 \pm \sqrt{990}}{10} = 99,0 \pm 3,1$  имп/мин. Это означает, что вероятность того, что истинная средняя скорость счета лежит между 95,9 и 102,1, согласно данным табл. 10, равна  $1,00 - 0,32 = 0,68$ . Действительно, после того как были получены данные, приведенные в табл. 9, средняя

скорость счета была определена значительно более точно в результате измерения, длившегося 100 мин. При этом получен результат

$$\bar{x} = \frac{10042 \pm \sqrt{10042}}{100} = 100,4 \pm 1,0 \text{ имп./мин.},$$

что лежит в указанных выше пределах.

**Эффективность счетчика.** В качестве еще одного примера приложения методов, изложенных в этой главе, к вопросам техники измерения активности рассмотрим определение эффективности счетчика Гейгера для лучей, обладающих определенной ионизационной способностью. При этом будем исходить из предположения, что влиянием стенок счетчика можно пренебречь и что любое излучение, вызывающее образование хотя бы одной пары ионов в газе, заполняющем счетчик, регистрируется последним. Если природа излучения известна, то на основании данных, приведенных в гл. IV, можно определить ожидаемое среднее число  $a$  пар ионов, образующихся в пределах пробега частиц (квантов) данного излучения в газе, заполняющем счетчик. Таким образом, решение поставленной проблемы сводится к тому, чтобы определить вероятность того события, что частица (или квант) при прохождении через счетчик не образует ни одной пары ионов и поэтому не будет сосчитана. Представим, что пробег частицы в счетчике разделен на  $n$  отрезков равной длины. Если  $n$  очень велико, то каждый из отрезков будет настолько мал, что можно пренебречь вероятностью образования двух пар ионов в одном отрезке. Поскольку всего имеется  $a$  пар ионов, то в  $a$  из  $n$  отрезков содержится по одной паре ионов и по определению вероятность нахождения в данном отрезке пары ионов равна  $p = a/n$ . Теперь с помощью выражения (8), определяющего биномиальное распределение, оценим вероятность того, что во всех  $n$  отрезках не окажется ни одной пары ионов. Положив в уравнении (8)  $r = 0$ , имеем

$$W(0) = \frac{n!}{n!0!} p^0 (1-p)^n = (1-p)^n = \left(1 - \frac{a}{n}\right)^n.$$

Правильная оценка вероятности возможна только в том случае, когда  $n$  становится очень большим, поэтому\*

$$W(0) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{a}{n}\right)^n = e^{-a}.$$

Таким образом, вероятность регистрации излучения, т. е. искомая эффективность счетчика, равна  $1 - W(0) = 1 - e^{-a}$ . В качестве примера определим эффективность счетчика, заполненного почти чистым аргоном при давлении 7,6 см, по отношению к быстрым  $\beta$ -частицам, имеющим сравнительно низкую удельную ионизацию, равную 5 парам ионов на миллиметр пробега в воздухе;  $\beta$ -частицы проходят в газе, заполняющем счетчик, 10 мм. В этом случае, учитывая относительную плотность воздуха и аргона, получим

$$a = 5 \cdot 10 \cdot \frac{7}{76} \cdot \frac{6}{29} = 7;$$

соответствующая эффективность счетчика равна  $1 - e^{-7} = 99,9\%$ .

\* Можно было бы определить искомую вероятность более просто, исходя из распределения Пуассона:

$$W(0) = a^0 e^{-a} / 0! = e^{-a}.$$

Не следует переоценивать точность такого определения эффективности счетчика. Дело в том, что предположение о случайном распределении ионов вдоль пути  $\beta$ -частицы не вполне согласуется с изложенным в гл. IV механизмом потери энергии за счет ионизации. Кроме того, значительное влияние могут оказывать стенки счетчика.

**Поправки на разрешающую способность.** Если после каждого зарегистрированного счетчиком импульса имеется время восстановления («мертвое» время, или разрешающее время)  $\tau$ , в течение которого счетчик совершенно нечувствителен к излучению, то в единицу времени суммарное «мертвое» время равно  $R\tau$ , где  $R$  — наблюдаемая скорость счета. Если  $R^*$  — истинная скорость счета, т. е. та скорость счета, которая наблюдалась бы, если бы не было потерь, обусловленных наличием времени восстановления, то число «потерянных» в единицу времени импульсов (зарегистрированных частиц) равно  $R^* - R$ . Эта величина равна произведению истинной скорости  $R^*$  на отношение «мертвого» времени к полному. Так как последнее равно единице, то

$$R^* - R = R^*R\tau.$$

Отсюда

$$R^* = \frac{R}{1 - R\tau}. \quad (38)$$

Для определения поправок на разрешающую способность существует также ряд других формул. Одной из них является формула Шиффа:  $R^* = R e^{R\tau}$ . Это выражение получается в результате вычисления вероятности  $W(0)$  того, что в течение времени, непосредственно предшествующего отсчету, не будет зарегистрирован ни один импульс. При этом считается, что независимо от того, зарегистрирован импульс или нет, он в течение времени  $\tau$  препятствует отсчету другого импульса\*.

Если в выражении (38) бином  $(1 - R\tau)^{-1}$  разложить в ряд и ограничиться двумя первыми членами разложения, то получается удобная приближенная формула

$$R^* = R(1 + R\tau) = R + R^2\tau.$$

Эту формулу особенно удобно применять для определения «мертвого» времени  $\tau$  по результатам специально поставленных опытов; последние заключаются в измерении скоростей счета  $R_1$  и  $R_2$ , соответствующих двум отдельным радиоактивным образцам, и скорости  $R_n$ , наблюдаемой, когда оба образца измеряются одновременно. Так как в каждую из измеряемых скоростей входит фон  $R_\phi$ , то, очевидно,

$$R_1^* + R_2^* = R_n^* + R_\phi.$$

В этом выражении потерями в счете фона из-за совпадений импульсов в пределах «мертвого» времени  $\tau$  пренебрегают, так как скорость счета фона невелика. Подставляя  $R_1^* = R_1 + R_1^2\tau$ ,  $R_2^* = R_2 + R_2^2\tau$ ,  $R_n^* = R_n + R_n^2\tau$  и произведя преобразования, получаем

$$\tau = \frac{R_1 + R_2 - R_n - R_\phi}{R_n^2 - R_1^2 - R_2^2}.$$

\* Следует отметить, что формула Шиффа должна лучше соответствовать условиям, наблюдающимся в случае механического регистрирующего устройства, где импульс, поступающий в пределах «мертвого» времени, хотя и не регистрируется, но может вызвать новый период «мертвого» времени. Потери, обусловленные наличием мертвого времени, играют роль также и в электрических устройствах.

**Распределение величин импульсов.** Если моноэнергетическое излучение регистрируется с помощью пропорционального или сцинтилляционного счетчика, то величины импульсов (высоты импульсов на осциллограмме) распределены по отношению к наиболее вероятному значению согласно закону Гаусса. Характерной величиной такого распределения является «ширина» колоколообразной кривой. Под этим понимается расстояние между ветвями кривой на высоте, соответствующей половине максимума распределения. Отношение этой величины ( $\Delta$ ) к наиболее вероятному значению импульса ( $H$ ) характеризует разрешающую способность устройства. Высоту импульса  $h_{1/2}$ , соответствующую половине максимума кривой распределения, можно определить из соотношения

$$\frac{W(h_{1/2})}{W(H)} = \exp \left[ \frac{-(H-h_{1/2})^2}{2\sigma_h^2} \right] = 0,5.$$

Тогда

$$\begin{aligned} (H-h_{1/2})^2/2\sigma_h^2 &= \ln 2 \text{ и} \\ \frac{\Delta}{H} &= \frac{2|H-h_{1/2}|}{H} = 2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\sigma_h}{H} = 2,36 \cdot \frac{\sigma_h}{H}. \end{aligned}$$

Здесь  $\sigma_h$  — стандартное отклонение распределения высот импульсов.

При использовании пропорционального счетчика распределение высот импульсов связано с наличием статистических флуктуаций в числе образующихся ионных пар и в величине газового усиления. Высота импульса пропорциональна произведению фактора газового усиления и числа образовавшихся в счетчике первичных ионов. Следовательно, относительное стандартное отклонение распределения высот импульсов равно корню квадратному из суммы квадратов относительных стандартных отклонений этих двух величин. В качестве примера рассмотрим спектр величин импульсов, возникающих при регистрации с помощью пропорционального счетчика рентгеновского излучения ( $K$ -линия) марганца ( $E = 5,95 \text{ кэВ}$ ). Счетчик наполнен смесью 90% Ag и 10%  $\text{CH}_4$ ; коэффициент газового усиления равен 1000. Согласно данным табл. 4, энергия, необходимая для образования пары ионов в газовой смеси, заполняющей счетчик, равна 27 эв. Следовательно, один квант может вызвать образование  $5950/27 = 220 \pm \sqrt{220}$  пар ионов. Если число ионов, образующихся из одного первичного иона, подчиняется распределению Пуассона, то относительное стандартное отклонение фактора газового усиления равно  $\sqrt{1000/1000}$ . Тогда

$$\frac{\sigma_h}{H} = \sqrt{\frac{220}{220^2} + \frac{1000}{1000^2}} = \sqrt{0,00455 + 0,00100} = 0,0745$$

и критерий  $\frac{2(H-h_{1/2})}{H} = 2,36 \cdot 0,0745 = 0,176$ , т. е. 17,6%. Если газовое усиление достаточно велико, то разрешающая способность счетчика оказывается обратно пропорциональной корню квадратному из энергии регистрируемого излучения.

При измерении с помощью сцинтилляционного счетчика монохроматического излучения неодинаковость величин импульсов объясняется несколькими причинами [4]. Необходимо учитывать флуктуации следующих процессов: превращения в сцинтилляторе энергии ионизирующего излучения в энергию фотонов, эмиссии электронов из фотокатода и усиления электронного импульса на динодах. В случае испускания электронов

из фотокатода флуктуации оказываются несколько больше, чем следует по распределению Пуассона, однако наблюдаемый спектр величин импульсов сцинтилляционного счетчика практически достаточно близок к рассчитанному в предположении, что для всех перечисленных процессов справедливо распределение Пуассона. Учитывая это, можно получить приближенное выражение для стандартного отклонения распределения величин импульсов сцинтилляционного счетчика при измерении моноэнергетического излучения:

$$\sigma_h \simeq H \sqrt{\bar{n}/E \bar{q} \bar{f} \bar{p} (\bar{n} - 1)}, \quad (39)$$

где  $H$  — наиболее вероятная величина импульса для излучения с данной энергией  $E$  (кэв);  $\bar{q}$  — среднее значение эффективности сцинтиллятора (число фотонов, образующихся на 1000 эв энергии падающего излучения);  $\bar{f}$  — среднее значение вероятности попадания света на фотокатод;  $\bar{p}$  — среднее значение эффективности фотокатода (число фотоэлектронов, достигающих первого динода, в расчете на один падающий на фотокатод фотон);  $\bar{n}$  — средний коэффициент умножения электронов на динодах.

На практике  $\bar{f}$  близко к единице,  $\bar{p}$  имеет величину порядка 0,1,  $\bar{n}$  обычно составляет 3—5,  $\bar{q}$  равно приблизительно 30 для NaI(Tl), 15 для антрацена, 7 для стильбена и лучших жидких сцинтилляторов. В качестве примера вычислим разрешающую способность сцинтилляционного счетчика NaI(Tl) для  $\gamma$ -излучения Cs<sup>137</sup> с энергией 662 кэв. Принимая  $\bar{p} = 0,1$  и  $\bar{n} = 4$ , получим

$$\sigma_h/H = \sqrt{4/662 \cdot 30 \cdot 0,1 \cdot 3} = 0,026$$

и  $\Delta/H = 2,36 \cdot 0,026 = 0,061$ , т. е. 6,1%. Вычисленная величина не сильно отличается от измеренной экспериментально (см., например, рис. 40, где  $\Delta/H = 8,5\%$ ).

### УПРАЖНЕНИЯ

1. Некоторый документ имеет шестизначный номер. Какова вероятность того, что в нем содержится а) ровно одна цифра 4, б) по меньшей мере одна цифра 4? Следует исходить из того, что все цифры от 0 до 9 равновероятны.

Ответ: б) 0,46856.

2. Имеется следующая серия экспериментальных результатов:

Минуты	Импульсы	Минуты	Импульсы
1	203	6	189
2	194	7	210
3	201	8	207
4	217	9	230
5	195	10	188

а) Вычислите среднее значение. б) Каково стандартное отклонение этого ряда данных? в) Каково стандартное отклонение среднего значения? г) Чему равна вероятность того, что при одиннадцатом измерении будет обнаружен результат, больший чем 230? д) Какова вероятность того, что в последующей серии из 10 односторонних измерений получится среднее значение, большее чем 212? е) Нужно ли какие-либо из приведенных результатов отбросить? Если да, то каково будет новое среднее значение?

Ответы: в) 4,16,  
д) 0,019.

3. Имеется атом радиоактивного элемента, постоянная распада которого  $\lambda$ .

а) Какова вероятность того, что атом испытает радиоактивное превращение в интервале между 0 и  $dt$ ?

б) Какова вероятность того, что радиоактивный распад произойдет в интервале  $0$  и  $t$ ?

4. Образец содержит 4 атома  $\text{Lr}$ . Чему равна вероятность того, что ровно 2 атома испытают радиоактивный распад а) в течение одного периода полураспада, б) в течение двух периодов полураспада?

5. При измерении фона счетчика за 30 мин сосчитано 900 импульсов. После установки образца долгоживущего радиоактивного вещества в течение 20 мин зарегистрировано всего 1100 импульсов. Какова активность радиоактивного образца (скорость счета) и соответствующее стандартное отклонение?

Ответ:  $25,0 \pm 1,9$  имп/мин.

6. Обозначьте через  $R_{\Pi}$  и  $R_{\Phi}$  соответственно скорость счета, наблюдаемую при измерении активности долгоживущего вещества, и скорость счета фона. Определите оптимальное распределение имеющегося в распоряжении времени между временем измерения активного образца  $t_{\Pi}$  и временем измерения величины фона  $t_{\Phi}$ , обеспечивающее минимальное значение стандартного отклонения  $\sigma$  для истинной скорости счета образца.

Ответ:  $t_{\Pi}/t_{\Phi} = \sqrt{R_{\Pi}/R_{\Phi}}$ .

7. а) Активности образцов  $A$  и  $B$ , а также фон измерились по 10 мин. В результате было установлено, что скорости счета равны соответственно 110, 205 и 44 имп/мин. Определите отношение истинных активностей образцов  $A$  и  $B$  и стандартное отклонение этого отношения. б) С помощью того же счетчика в течение 2 мин измерялась активность образца  $B$ , причем скорость счета оказалась равной 155 имп/мин. Определите отношение истинных активностей образцов  $B$  и  $A$  и соответствующее стандартное отклонение.

Ответ: а)  $0,41 \pm 0,027$ .

8. Выведите выражение (28), определяющее вероятность того, что среднее значение равно  $M$ , если в  $n$  измерениях наблюдаются величины  $m_1, m_2, \dots, m_n$ .

9. Сцинтилляционный спектрометр, описанный в упражнении 4 гл. V, используется для регистрации конверсионных электронов, обладающих  $E = 120$  кэв. Какова будет «ширина» распределения импульсов (на половине высоты кривой распределения)?

10. Достаточно ли разрешающая способность спектрометра (упражнение 9) для полного разделения двух групп конверсионных электронов, энергии которых равны 44 и 52 кэв, а отношение интенсивностей составляет 2 : 1?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Brownlee K. A., Statistical Theory and Methodology in Science and Engineering, Wiley, New York, 1960.
2. Feller W., Probability Theory and its Applications, Wiley, New York, 1950.
3. Bennett C. A., Franklin N. L., Statistical Analysis in Chemistry and Chemical Industry, Wiley, New York, 1951.
4. Breitenberger E., Scintillation-Spectrometer Statistics, Progress in Nuclear Physics, Vol. 4 (O. R. Frisch, Editor), Pergamon, London, 1955, pp. 56—94.
- 5\*. Evans R. D., The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York, 1955, Chap. 26—28.

## Применение меченых атомов в химических исследованиях

### А. МЕТОД МЕЧЕНЫХ АТОМОВ

**Меченые атомы.** Большинство химических элементов представляет собой смесь изотопов, состав которой в ходе физических, химических и биологических процессов обычно остается неизменным. Это подтверждается постоянством изотопного состава элементов, полученных из самых разнообразных источников, а также тем фактом, что атомные веса с очень большой точностью можно определять химическими методами. Следует, однако, иметь в виду, что в случае наиболее легких элементов, у которых наибольшие разности масс изотопов (выраженные в процентах), в ходе различных процессов может происходить некоторое разделение изотопов. Этот эффект необходимо учитывать при любых исследованиях, в которых используются в качестве меченых атомов изотопы водорода. Если не считать изотопов водорода и  $\text{Be}^7$  (масса которого отличается от массы стабильного  $\text{Be}^9$  только на 25%), то наиболее легким элементом, изотопы которого широко используют при исследованиях методом меченых атомов, является углерод. Для этого элемента в большинстве исследований, не требующих повышенной точности, специфическими изотопными эффектами уже можно пренебречь. В настоящем разделе будем исходить из представления, что радиоактивность данного изотопа ни в коей мере не изменяет его химических (или биологических) свойств. Случаи возможных отклонений от этого правила рассматриваются в разделе В.

Вплоть до момента ядерного превращения, которое и позволяет детектировать атомы, последние, используемые в качестве «метки», ведут себя нормально. После момента распада атомы уже нельзя обнаружить по радиоактивности, и их дальнейшая судьба не представляет интереса. Если атомы, образующиеся в процессе ядерного превращения, также являются радиоактивными и претерпевают дальнейшие процессы распада, то необходимо применять такие методы детектирования, которые дают возможность определять только нужный (в данном случае первый) радиоактивный изотоп. Так, при использовании  $\text{RaE}$  ( $\text{Bi}^{210}$ ) в качестве индикатора висмута необходимо, чтобы  $\alpha$ -частицы, испускаемые дочерним продуктом,  $\text{Po}^{210}$ , не попадали в счетчик, а поглощались специальным экраном или стенками счетчика.  $\text{UX}_1$  можно применять в качестве «метки» для тория, несмотря на то что большая часть детектируемого излучения испускается дочерним  $\text{UX}_2$ . Причина этого состоит в том, что благодаря короткому периоду полураспада  $\text{UX}_2$  (1,18 мин) этот изотоп к моменту, когда образец будет подготовлен для измерения активности, должен находиться в подвижном равновесии с  $\text{UX}_1$ , так что общая активность будет пропорциональна содержанию  $\text{UX}_1$ . Многие осколки деления являются родоначальниками довольно длинных радиоактивных цепочек. Поэтому при использовании,

например,  $Ba^{140}$  ( $t_{1/2} = 12,8$  дней) в качестве индикатора бария образцы необходимо либо химическим методом очистить от дочернего  $La^{140}$  ( $t_{1/2} = 40$  час), либо выдерживать в течение одной-двух недель, т. е. до тех пор, пока не будет достигнуто подвижное равновесие. Интересные случаи наблюдаются при изомерных переходах. Если использовать 4,5-часовой  $Br^{80m}$  в качестве метки для брома, то можно заметить, что этому изотопу всегда сопутствует 18-минутный бром, являющийся низшим изомерным состоянием  $Br^{80c}$ . Благодаря отдаче (связанной с сохранением импульса) при изомерных переходах (см. раздел Д) атомы этих изомеров могут существовать в различных химических формах. Тем не менее применение 4,5-часового  $Br^{80m}$  вполне возможно, если количество этого изотопа определять путем анализа кривой распада или если исследуемые образцы выдерживать перед измерением в течение промежутка времени, значительно превышающего 18 мин. В случае громадного большинства известных изотопов затруднения такого рода обычно не возникают. Другим возможным источником затруднений при использовании метода меченых атомов является химическое (или биологическое) действие ионизирующего излучения. Однако при уровнях радиации, являющихся обычными при исследованиях методом меченых атомов, эти радиационно-химические эффекты наблюдаются редко и всегда могут быть учтены путем контрольных опытов с разными количествами активности.

Одним из важных ограничений метода меченых атомов является отсутствие у некоторых элементов, и в особенности у кислорода и азота, известных радиоактивных изотопов с подходящими значениями периода полураспада. Известны радиоактивные изотопы кислорода  $O^{14}$ ,  $O^{15}$  и  $O^{19}$ , однако их периоды полураспада составляют только 72, 118 и 29 сек соответственно.  $N^{16}$  ( $t_{1/2} = 7$  сек) и  $N^{17}$  ( $t_{1/2} = 4$  сек) непригодны в качестве индикаторов, однако  $\beta^+$ -активный  $N^{13}$  ( $t_{1/2} = 10$  мин) нашел применение в ряде исследований. Следует также отметить, что не существует изотопов гелия, лития и бора с периодами полураспада больше одной секунды. Хорошие результаты в таких случаях дает применение в качестве индикаторов изолированных стабильных изотопов. Для решения многих важных и интересных проблем были использованы обогащенные изотопы  $O^{18}$  и  $N^{15}$ ;  $C^{13}$  является весьма перспективным изотопом для опытов с меченым углеродом. Многие исследования были осуществлены с применением дейтерия ( $H^2$ ) в качестве индикатора водорода. Использование трития ( $H^3$ ) для этой цели не всегда возможно, поскольку свойства этого изотопа еще более отличны от свойств обычного водорода ( $H^1$ ).

Для анализа содержания стабильных изотопов чаще всего используют масс-спектрометры (в случае самых легких элементов, особенно водорода, изотопный состав образца определяют также путем измерения физических свойств, например плотности или теплопроводности; некоторые индивидуальные изотопы можно анализировать, пользуясь определенными свойствами ядер, например измеряя ядерное резонансное поглощение). Для анализа с помощью масс-спектрометра исследуемые образцы обычно переводят в газообразную форму. Углерод-13 в большинстве случаев определяют в виде  $CO_2$ . При анализе содержания  $O^{18}$  образцы также часто переводят в  $CO_2$ . Этот метод анализа особенно удобен для определения содержания  $O^{18}$  в воде, поскольку в смеси  $H_2O$  и  $CO_2$  изотопное равновесие устанавливается довольно быстро (примерно в течение суток). Интересно отметить, что наиболее точное определение содержания радиоактивного  $C^{14}$  было осуществлено масс-спектрометрическим анализом образцов высокой удельной активности.

Все исследования методом меченых атомов можно разделить на две группы: 1) исследования, для которых применение индикаторов в принципе необходимо; 2) исследования, в которых использование индикаторов не обязательно, однако с практической точки зрения очень выгодно. В качестве примера исследований, которые можно осуществить только с помощью меченых атомов — радиоактивных или изолированных стабильных изотопов, — ниже будет рассмотрена самодиффузия элементов или химических соединений; такие задачи не могут быть решены никакими другими методами. С другой стороны, исследования сосаждения с помощью радиоактивных индикаторов можно было бы, по крайней мере для высоких концентраций, осуществить при использовании обычных химических методов или, возможно, иным путем, например с помощью спектрального анализа. Для некоторых более сложных исследований, особенно в области биологии, существенное значение имеют оба варианта использования меченых атомов.

**Самодиффузия.** В качестве примера исследования, которое можно осуществить исключительно с помощью меченых атомов, рассмотрим первые работы по изучению самодиффузии. При использовании чувствительных методов спектрального анализа были изучены скорости диффузии различных металлов (в том числе золота, серебра, висмута, таллия и олова) в твердом свинце при повышенных температурах. Однако первая попытка Хевеши и его сотрудников зарегистрировать диффузию радиоактивного свинца в обычный свинец была неудачной. Как было показано, скорость диффузии должна быть по крайней мере в сто раз меньше, чем при диффузии золота в свинец (эта величина является наибольшей в перечисленном выше ряду металлов, а скорости диффузии остальных металлов уменьшаются в соответствии с порядком их расположения). Первоначально использованный метод, механический и недостаточно точный, был впоследствии заменен более чувствительным, основанным на весьма малой длине пробега  $\alpha$ -частиц  $\text{Bi}^{212}$ , находящегося в подвижном равновесии с  $\text{Pb}^{212}$ . Свинец, содержащий в качестве радиоактивного индикатора  $\text{Pb}^{212}$ , спрессовывался с тонкой фольгой из неактивного свинца, толщина которой выбиралась таким образом, чтобы поглотить все  $\alpha$ -частицы. По мере диффузии радиоактивного свинца через фольгу с ее наружной стороны начинают выделяться  $\alpha$ -частицы, количество которых со временем возрастает. Коэффициент диффузии можно получить путем интегрирования уравнения диффузии Фика,  $\partial c/\partial t = D(\partial^2 c/\partial x^2)$ , где  $c$  — концентрация диффундирующего индикатора,  $t$  — время и  $x$  — координата, вдоль которой производится измерение диффузии. Были получены некоторые наиболее характерные значения  $D$ :  $0,6 \cdot 10^{-6}$   $\text{см}^2/\text{день}$  при  $260^\circ$ ,  $2,5 \cdot 10^{-6}$  при  $300^\circ$  и  $47 \cdot 10^{-6}$  при  $320^\circ$ . Аналогичный описанному, но еще более чувствительный метод заключался в том, что использовались значительно более короткие величины пробега (несколько миллионных долей сантиметра в свинце) ядер отдачи, образующихся при испускании  $\alpha$ -частиц. Появление ядер отдачи  $\text{Tl}^{208}$  из тонких свинцовых фольг можно зарегистрировать по их радиоактивности. При  $200^\circ$  диффузия свинца в свинце примерно в десять и  $10^5$  раз медленнее, чем диффузия в нем соответственно олова и золота.

С помощью радиоактивных индикаторов можно определять также скорости диффузии ионов в водных растворах солей при отсутствии градиента концентрации. Это, видимо, особенно важно, поскольку данные скорости представляют собой характеристики ионов в определенных условиях, в то время как обычно наблюдаемые скорости диффузии солей при

наличии градиента концентрации зависят от диффузионной способности анионов и катионов. Измерение коэффициентов самодиффузии ряда ионов в растворах солей проводилось в основном двумя методами. В одном из них используют ячейку с пористой диафрагмой, разделяющей раствор, содержащий «метку», и химически идентичный ему раствор обычного состава. В другом случае раствор, содержащий индикатор, помещают в капилляр длиной несколько сантиметров и диаметром около 0,06 см. Капилляр с раствором погружают в практически бесконечно большой объем раствора соли той же концентрации, однако без индикатора, причем открытый конец капилляра должен быть обращен вверх.

Для большого числа обычных ионов, особенно для ионов щелочных металлов и галогенов, были найдены коэффициенты самодиффузии в растворах, концентрация которых изменялась в широких пределах. К сожалению, результаты, полученные с помощью этих методов, несколько различаются. Для коэффициентов самодиффузии маленьких «гидратированных» катионов, например  $\text{Na}^+$  и  $\text{K}^+$ , были обнаружены максимумы при концентрациях порядка моля на литр. Для более крупных, «негидратированных» ионов, таких, как  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$  и  $\text{I}^-$  в растворах соответствующих солей, характерны более правильные зависимости. Для этих ионов произведение коэффициента самодиффузии и вязкости раствора является линейной функцией концентрации по крайней мере до концентраций значительно больших, чем 1 M. Наклон таких кривых связывают с некоторыми параметрами уравнения Дебая — Хюккеля.

**Другие миграционные проблемы.** Помимо самодиффузии, методом радиоактивных индикаторов можно воспользоваться и при решении ряда других миграционных задач, особенно в тех случаях, когда исследуется перемещение очень малых количеств вещества. В большинстве исследованных такого рода индикаторы используются только для облегчения анализа и повышения чувствительности метода. Если рассматриваемую поверхность сделать очень радиоактивной, можно с высокой степенью чувствительности исследовать ее эрозию и коррозию. Таким путем был исследован перенос очень малых количеств вещества с поверхностей подшипников при трении. Метод радиоактивных индикаторов позволяет проводить изучение скоростей утечки, потока и диффузии газов, поскольку радиоактивные пары и газы можно обнаруживать при весьма малых концентрациях.

## Б. ИЗОТОПНЫЙ ОБМЕН И ДРУГИЕ СЛУЧАИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕЧЕННЫХ АТОМОВ В ХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

**Качественные наблюдения.** В 1920 г. в одной из первых работ по исследованию обмена Хевеши с помощью  $\text{ThB}(\text{Pb}^{212})$  показал, что в водном растворе происходит быстрый обмен атомами свинца между  $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$  и  $\text{PbCl}_2$ . Опыт проводился путем прибавления радиоактивного раствора  $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$  к неактивному раствору  $\text{PbCl}_2$  и последующей кристаллизации  $\text{PbCl}_2$  из смеси. Полученный результат не был неожиданным, поскольку хорошо известно, что в процессе диссоциации исследуемых солей образуются химически идентичные ионы  $\text{Pb}^{2+}$ . Вслед за этим первым экспериментом было выполнено значительное число работ в данной важной области химии; особенно большого развития исследование обмена в различных

системах достигло с открытием искусственной радиоактивности [4]. В следующих параграфах в качественной форме будут рассмотрены некоторые примеры таких исследований.

В большинстве случаев, когда обмен происходит быстро при обычной температуре, существуют известные обратимые реакции, обуславливающие процессы обмена. В других наблюдавшихся случаях обмена, возможно, протекают какие-то аналогичные обратимые реакции или обмен происходит в результате простого соударения ионов (что, по существу, то же самое).

Применение искусственных радиоактивных изотопов позволило установить, что в водных растворах при комнатной температуре обмен между  $\text{Cl}^-$  и  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{Br}^-$  и  $\text{Br}_2$  и  $\text{I}^-$  и  $\text{I}_2$  происходит настолько быстро, что его скорость не может быть измерена обычными методами. Предполагалось, что обмен обусловлен протеканием реакций типа  $\text{I}^- + \text{I}_2 \rightleftharpoons \text{I}_3^-$ . Было обнаружено, что  $\text{Br}_2$  и  $\text{HBr}$  как в газовой фазе, так и в растворе сухого четыреххлористого углерода быстро обмениваются при комнатной температуре, по-видимому, путем обратимого образования комплекса  $\text{HBr}_3$ , несмотря на то что время жизни этого промежуточного продукта и, следовательно, его концентрация очень малы.

В разбавленном кислотном растворе при комнатной температуре не происходит быстрого обмена атомами галогенов между  $\text{Cl}_2$  и  $\text{ClO}_3^-$  или  $\text{ClO}_4^-$ ,  $\text{Br}_2$  и  $\text{BrO}_3^-$ ,  $\text{I}_2$  и  $\text{IO}_3^-$ ,  $\text{ClO}_3^-$  и  $\text{ClO}_4^-$ ,  $\text{IO}_3^-$  и  $\text{IO}_4^-$ . Однако некоторые из этих соединений все же обмениваются атомами галогенов с заметной скоростью. В щелочном растворе обмена между  $\text{Cl}^-$  и  $\text{ClO}_4^-$ ,  $\text{Br}^-$  и  $\text{BrO}_3^-$ ,  $\text{I}^-$  и  $\text{IO}_3^-$  не наблюдается.

Интересные исследования процессов изотопного обмена были проделаны с помощью меченой серы  $\text{S}^{35}$ . В растворах полисульфидов происходит обмен между элементарной серой и сульфид-ионами. В то же время  $\text{S}^{2-}$  и  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{SO}_3^{2-}$  и  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_3$  и  $\text{HSO}_4^-$  не обмениваются атомами серы со сколько-нибудь заметной скоростью даже при  $100^\circ$ . При действии кислот на  $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$ , полученный действием активной серы на неактивный  $\text{SO}_3^{2-}$ , образуются сера и нерадиоактивная  $\text{H}_2\text{SO}_3$ . Следовательно, два атома серы в тиосульфате не эквивалентны. Обмен между ионами  $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$  и  $\text{SO}_3^{2-}$  при комнатной температуре происходит крайне медленно, но при  $100^\circ$  они быстро обмениваются одним атомом серы (отметим, что этот результат может быть получен только в том случае, если пометить определенный атом серы, а именно связанный непосредственно с атомами кислорода).

Фосфорная и фосфористая кислоты  $\text{H}_3\text{PO}_4$  и  $\text{H}_2(\text{HPO}_3)$ , а также фосфорная и фосфорноватистая кислоты  $\text{H}_3\text{PO}_4$  и  $\text{H}(\text{H}_2\text{PO}_2)$  не обмениваются атомами фосфора даже при  $100^\circ$ , хотя можно было ожидать, что первая из указанных реакций обмена может идти (с некоторой неизвестной скоростью) с образованием в качестве промежуточного продукта  $\text{H}_4\text{P}_2\text{O}_6$  — фосфорноватой кислоты. Обмен между арсенит- и арсенат-ионами, а также между  $\text{H}_3\text{AsO}_4$  и  $\text{HAsO}_2$  не происходит в заметной степени даже при  $100^\circ$ .

Разработка методов получения препаратов кислорода, обогащенных изотопом  $\text{O}^{18}$ , позволила провести многочисленные исследования изотопного обмена между водой и кислородсодержащими ионами [2]. В нейтральной или щелочной среде не наблюдается заметного изотопного обмена атомами кислорода между перхлорат-, хлорат-, нитрат-, сульфат- и фосфат-ионами и водой; в кислых растворах реакции обмена идут быстрее. Было высказано предположение, что реакции такого типа протекают путем обратимого образования ангидрида кислоты; это подтвердилось тем фактом,

что более слабые кислоты, например  $\text{H}_2\text{SO}_3$  и  $\text{HNO}_3$ , обмениваются с водой значительно скорее. Более того, обмен между сульфат-ионом и водой ускоряется в присутствии ионов водорода именно таким образом, как если бы реакция протекала через образование недиссоциированных молекул  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . С помощью изотопа  $\text{O}^{18}$  можно исследовать также процессы обмена между конституционной водой и водой-растворителем. Для большинства ионов, включая  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Th}^{4+}$  и  $\text{Co}^{2+}$ , скорость процессов обмена указанного типа слишком велика и не поддается измерению методами меченых атомов. Это явление было изучено по уширению линий спектров ЯМР [3]. Для  $\text{Cr}^{3+}$ , в действительности  $\text{Cr}(\text{H}_2\text{O})_6^{3+}$ , период полубмена составляет примерно 40 час.

Свойства бромида алюминия в процессах изотопного обмена, пожалуй, не менее замечательны, чем его поведение как катализатора. Это соединение легко обменивается атомом брома при комнатной температуре со многими бромистыми алкилами, с бромистым бензолом и многими алифатическими полибромидами; процессы обмена с арилбромидами идут несколько более медленно. Иодистый алюминий обладает аналогичными свойствами. Галогениды алюминия легко обмениваются также с газообразным галогеном или галоидоводородом, что позволяет легко осуществлять синтезы меченных по галогену органических соединений. Присутствие бромистого алюминия, по всей вероятности, катализирует процессы изотопного обмена между двумя органическими бромидами.

Значение метода меченых атомов (и особенно  $\text{C}^{14}$ ) для детального исследования биологических процессов трудно переоценить. В качестве наглядного примера можно указать на установление роли цикла лимонной кислоты как основного пути окисления продуктов обмена липоидов и аминокислот. Этот пример наряду с многими другими рассматривается в работе [4].

**Количественное выражение процессов изотопного обмена.** Реакции изотопного обмена, протекающие при наличии равновесия между определенными химическими соединениями (хотя и при неравновесном распределении изотопов между этими соединениями), открывают широкие возможности для проверки теорий скоростей химических реакций. Это объясняется тем, что, строго говоря, существующие теории скоростей реакций основаны на предположении о преобладании равновесных условий. В настоящем разделе будет показано, каким образом по скорости обмена меченого атома можно судить о скорости химической реакции изотопного обмена.

Рассмотрим схему реакции изотопного обмена,



где  $X^0$  — радиоактивный атом элемента  $X$ . Радиоактивным распадом этого изотопа в данном случае можно пренебречь; на практике при наличии заметного распада все измеряемые значения активностей следует привести к некоторому общему времени. Скорость реакции между  $AX$  и  $BX$ , находящимися в подвижном равновесии, обозначим  $R$  моль/л·сек. Заметим, что  $R$  совершенно не зависит от концентрации и даже от присутствия радиоактивного индикатора  $X^0$ , но зависит от общей концентрации веществ  $AX + AX^0$  и  $BX + BX^0$ . Обозначим концентрации в молях на литр следующим образом:  $(AX) + (AX^0) = a$ ,  $(BX) + (BX^0) = b$ ,  $(AX^0) = x$  и  $(BX^0) = y$ . Скорость возрастания  $(dx/dt)$  концентрации  $(AX^0)$  определяется скоростью его образования за вычетом скорости его

разложения. Скорость образования  $AХ^0$  равна произведению  $R$  на  $y/b$ —долю реакций, в которых участвуют активные молекулы  $BХ^0$ , и на  $(a-x)/a$ —долю реакций, в которых участвуют неактивные молекулы  $AХ$ . Скорость разложения  $AХ^0$  определяется произведением  $R$  на  $x/a$  (доля обратных реакций, в которых участвуют активные молекулы  $AХ^0$ ) и  $(b-y)/b$  (доля обратных реакций с участием неактивных молекул  $BХ$ ). Дифференциальное уравнение, таким образом, имеет следующий вид:

$$\frac{dx}{dt} = R \frac{y}{b} \frac{(a-x)}{a} - R \frac{x}{a} \frac{(b-y)}{b} = R \left( \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \right). \quad (1)$$

После достаточно большого промежутка времени, т. е. при  $t \rightarrow \infty$ , положим  $x = x_\infty$  и  $y = y_\infty$ . Сохранение числа радиоактивных атомов (после внесения поправок на возможное уменьшение за счет распада) требует выполнения условия

$$x + y = x_\infty + y_\infty. \quad (2)$$

Далее, при  $t \rightarrow \infty$  реакция обмена завершена, откуда следует, что  $dx/dt = 0$ , и, следовательно, при учете уравнения (1)

$$\frac{x_\infty}{a} = \frac{y_\infty}{b}. \quad (3)$$

Это соотношение является алгебраическим выражением хорошо известного правила, состоящего в том, что если обмен прошел полностью, удельная активность (активность на моль или на грамм  $X$ ) одинакова для обоих соединений. Используя уравнения (2) и (3), исключаем  $y$  из уравнения (1), что дает

$$\frac{dx}{dt} = R \frac{(a+b)}{ab} (x_\infty - x). \quad (4)$$

После разделения переменных и интегрирования этого дифференциального уравнения получаем

$$\ln \frac{(x_\infty - x_0)}{(x_\infty - x)} = R \frac{(a+b)}{ab} t, \quad (5)$$

где  $x_0$  — это величина  $x$  при  $t = 0$ . В частном, но довольно обычном случае, когда  $x_0 = 0$ , выражение приобретает более знакомый вид:

$$2,303 \lg \left( 1 - \frac{x}{x_\infty} \right) = - \frac{a+b}{ab} R t, \quad (6a)$$

или

$$1 - \frac{x}{x_\infty} = \exp \left[ - \frac{a+b}{ab} R t \right]. \quad (6b)$$

Последняя зависимость дает возможность определить  $R$  по наклону кривой, построенной в координатах  $\lg [1 - (x/x_\infty)]$  и  $t$ . Удобнее всего, видимо, построить зависимость  $[1 - (x/x_\infty)]$  от  $t$  в полулогарифмическом масштабе, определить период полуобмена  $T_{1/2}$ , т. е. время, при котором доля обмена  $x/x_\infty$  достигает  $1/2$ , и найти  $R$  из выражения, которое непосредственно следует из уравнения (6b):

$$R = \frac{ab}{a+b} \cdot \frac{0,693}{T_{1/2}}.$$

Важно отметить, что при изменении  $a$  или  $b$ , или обеих этих величин изменение времени полуобмена не будет непосредственно отражать изменения  $R$  из-за наличия множителя  $ab/(a+b)$ .

Во многих случаях молекулы соединений, участвующих в процессах изотопного обмена, нельзя представить простыми формулами типа  $AX$  и  $BX$ ; в реакциях могут участвовать молекулы типа  $AX_2$  или  $BX_n$ . При условии, что в каждой из этих молекул несколько атомов  $X$  полностью эквивалентны (или по крайней мере неразличимы в условиях эксперимента), выведенные выше уравнения можно использовать без изменения в том случае, если все концентрации выразить в грамм-атомах  $X$  на литр, а не в молях  $AX$  или  $AX_2$  и т. п. на литр. Это равносильно предположению, что одну молекулу  $AX_2$  можно рассматривать как две молекулы  $A_{1/2}X$  (указанное предположение справедливо только для данного случая). Если в молекуле типа  $AX_2$  два атома  $X$  не равноценны и если они участвуют в реакции обмена со скоростями  $R_1$  и  $R_2$ , то очевидно, что суммарный график, построенный в полулогарифмических координатах, будет представлять собой не прямую, а более сложную зависимость. Можно составить и решить дифференциальные уравнения для обмена атомов, находящихся в различных положениях, так что по сложной кривой, по крайней мере в принципе, оказывается возможным установить величины  $R$  для отдельных процессов. При наличии более чем двух скоростей обмена такая обработка результатов становится крайне затруднительной. При наличии в молекуле  $AX_n$  нескольких неэквивалентных положений и при условии, что  $a \ll b$ , картина упрощается: в этом случае  $y$  является практически постоянной величиной и сложную полулогарифмическую зависимость можно обработать тем же методом, что и кривые радиоактивного распада, разлагая на прямые, соответствующие  $R_1$ ,  $R_2$  и т. д. В литературе не имеется данных о таких сложных кривых для реакций гомогенного обмена, за исключением предельного случая с измеримым значением  $R_1$  и  $R_2 = 0$  в пределах точности эксперимента (подобно реакции обмена между  $S_2O_3^{2-}$  и  $SO_3^{2-}$ ). В этом предельном случае не возникает осложнений, если  $x_\infty$  рассматривать как значение, которого  $x$  достигает в течение экспериментально доступного промежутка времени, хотя можно ожидать, что по истечении значительно большего времени  $x_\infty$  достигнет более высокого значения.

Следует отметить также, что при выводах, приведших к уравнению (6), предполагалось, что в рассматриваемой системе между соединениями  $AX$  и  $BX$  не происходило никакой другой химической реакции. При наличии в системе иных реакций уравнение (6) не выполняется. В таком случае скорость изотопного обмена можно получить решением нескольких пар дифференциальных уравнений.

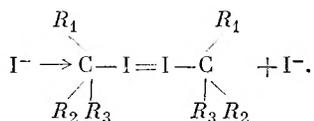
**Кинетика и механизм реакций.** Метод радиоактивных индикаторов нашел широкое применение при исследованиях кинетики и механизма химических реакций. Приведем несколько примеров таких исследований, которые могли быть осуществлены только с помощью этого метода. Рассмотрим обратимую реакцию:



Согласно обычной теории подвижного равновесия,  $K = k_f/k_r$ , где  $K$  — константа равновесия, а  $k_f$  и  $k_r$  — константы скоростей прямой и обратной реакций.  $K$  обычно можно измерить только в состоянии равновесия, а  $k_f$  и  $k_r$  — в условиях, далеких от равновесных. При измерении скорости обмена между мышьяковистой и мышьяковой кислотами в присутствии иода, оказывающего катализирующее действие (см. приведенное выше уравнение обратной реакции), Уилсон и Дикинсон получили уравнение

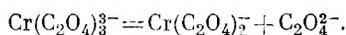
скорости реакции и рассчитали константу скорости в равновесных условиях. Для скорости обратной реакции было найдено выражение  $R = k_r(\text{H}_3\text{AsO}_4)(\text{H}^+)(\text{I}^-)$ , где  $k_r = 0,057 \text{ л}^2/\text{моль}^2 \cdot \text{мин}$ , достаточно хорошо согласующееся с результатом измерения скорости обратной реакции вдали от равновесия, полученным обычными методами:  $R = 0,071(\text{H}_3\text{AsO}_4)(\text{H}^+)(\text{I}^-)$ .

Согласно теории вальденовского обращения, при каждом замещении должна происходить инверсия, как показано на схеме:



При этом если замещение осуществляется аналогичной группой и если исходные молекулы оптически активны, то конечный продукт будет представлять собой рацемическую смесь. Было установлено, что для вторичного подистого октила (или для  $\alpha$ -фенилэтилбромида) скорость обмена радиоактивным ионом иода (или ионом брома) совпадает со скоростью рацемизации, что служит подтверждением указанного выше механизма.

Для хромноксалатного иона  $\text{Cr}(\text{C}_2\text{O}_4)_3^{3-}$  характерен другой тип рацемизации. Оптическая активность этого иона обусловлена различным характером связи трех оксалатных групп с центральным ионом хрома. В водном растворе рацемизация протекает довольно быстро и является, видимо, реакцией первого порядка. Было высказано предположение, что стадией, определяющей скорость процесса, является следующая реакция ионизации:



По другой теории, в данном случае происходит внутримолекулярная перегруппировка. При проведении процесса рацемизации в растворе, содержащем ионы  $\text{C}_2\text{O}_4^{2-}$  (меченные по углероду), было обнаружено, что комплексное соединение хрома оставалось нерадиоактивным; на этом основании предположение о наличии внутримолекулярной перегруппировки было подтверждено, а гипотеза относительно механизма ионизации — отвергнута.

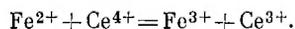
В ряде случаев при исследовании механизма химических реакций метод меченых атомов применяют для получения чисто качественных результатов. Например, при окислении иона  $\text{ClO}_2$  с помощью  $\text{HClO}$ , меченой  $\text{Cl}^{38}$ , один из продуктов реакции,  $\text{Cl}^-$ , оказывается меченым, а другой,  $\text{ClO}_3^-$ , — немеченым. Если же ион  $\text{Cl}^-$  окислить с помощью  $\text{ClO}_3^-$ , то образующийся  $\text{Cl}_2$  получается из  $\text{Cl}^-$ , а  $\text{ClO}_2$  — из  $\text{ClO}_3^-$ . Если меченым  $\text{I}^-$  восстановить  $\text{IO}_4^-$  до  $\text{IO}_3^-$ , то единственным меченым продуктом реакции окажется  $\text{I}_2$ . Таким образом, очевидно, что любые промежуточные продукты взаимодействия исходных веществ должны быть несимметричны и, следовательно, атомы галогенов, находившиеся первоначально в различных состояниях окисления, в этих промежуточных продуктах неравноценны. Эти данные позволяют исключить из рассмотрения некоторые возможные направления реакции.

Для примера рассмотрим также одно из многочисленных исследований механизма реакций органических соединений, осуществленных с помощью радиоактивного углерода. В настоящее время в большинстве такого рода исследований применяется  $\text{C}^{14}$  — изотоп с большим периодом

полураспада, открытый в 1940 г. Рубеном и Каменом. Однако сами эти авторы использовали 20-минутный  $C^{11}$  (вместо  $C^{14}$ , который невозможно было получить в те годы в достаточных количествах) и исследовали процесс окисления пропионата перманганатами щелочных металлов. Этот процесс протекает с образованием карбоната и оксалата (по одному молю каждого продукта на моль исходного пропионата). Можно было предположить, что  $CO_3^{2-}$  образуется из карбоксильной группы. Однако, используя карбоксильную группу, меченную по углероду, авторы показали, что только 25% общего числа ионов  $CO_3^{2-}$  образуется из этой части молекулы. При окислении пропионовой кислоты бихроматом в кислой среде было найдено, что все полученное количество  $CO_2$  образовывалось из группы  $-COOH$ , что свидетельствовало о наличии различных механизмов реакций в обоих случаях. Проводились исследования окисления фумаровой кислоты\*  $HOOC*CH=CH*COOH$  перманганатом в кислой среде, показавшие, что  $HCOOH$ , образующаяся в количестве 1 моля на моль фумаровой кислоты, во всех случаях получается при окислении одного из вторичных атомов углерода, а  $CO_2$  (3 моля на моль фумаровой кислоты) — из углеродных атомов карбоксильной группы и других вторичных атомов углерода.

При исследовании процессов передачи атома кислорода в реакциях окисления Гальперин, Таубе и другие исследователи применяли стабильный изотоп кислорода  $O^{18}$ . При восстановлении  $ClO_3^-$  до  $Cl^-$  с помощью  $SO_3^{2-}$  примерно 2,3 из трех атомов кислорода, входящих в состав  $ClO_3^-$ , обнаруживается в составе возникающего в ходе реакции  $SO_4^{2-}$ . При использовании в качестве окислителей  $ClO_2^-$  и  $ClO^-$  получаются соответственно значения 1,5 и 0,36. Объяснение этого состоит в том, что процесс восстановления протекает в несколько стадий:  $ClO_3^- \rightarrow ClO_2^- \rightarrow ClO^- \rightarrow Cl^-$ , и по крайней мере на первых двух стадиях происходит передача атома кислорода от иона, содержащего галоген, к сульфит-иону. (Восстановление  $ClO^-$  может также протекать преимущественно путем передачи атома, конкурирующей с обменом атомами  $O^{18}$  между гипохлоритом и водой.) В ходе исследований было установлено также, что при окислении сульфита под действием  $VO_3^-$ ,  $O_2$ ,  $MnO_2$  и  $MnO_4^-$  происходит передача, соответственно 2, 2, 1 и 0,2 атомов кислорода на молекулу окислителя. Наиболее удивительно то, что оба кислорода меченой  $H_2O_2$  передаются одной молекуле сульфита с образованием сульфат-иона, содержащего два меченых атома кислорода. Отметим, что  $O_2$ , выделяющийся при разложении  $H_2O_2$  в самых различных условиях, образуется только из перекиси водорода.

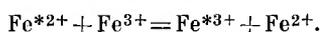
**Реакции передачи электрона.** Многие окислительно-восстановительные реакции можно представить как процессы передачи одного или нескольких электронов. Примером такого процесса может служить следующая реакция:



\* Звездочками обычно обозначают положения молекулы, в которых находятся меченые атомы (в данном случае два углеродных атома карбоксильных групп); однако в связи с тем, что разбавление радиоактивных атомов неактивными атомами того же элемента, как правило, очень велико, весьма маловероятно, что в любой данной молекуле действительно содержатся два радиоактивных атома. Таким образом, звездочка обозначает не радиоактивный атом, а любой атом, взятый из образца, содержащего несколько радиоактивных атомов. Другими словами, в положении, отмеченном звездочкой, некоторые молекулы содержат радиоактивные атомы. Отметим, что на стр. 200 звездочка была заменена другим знаком, поскольку требовалось обозначить действительно радиоактивный атом.

Некоторые подобные реакции, в том числе указанная выше, протекают с большой скоростью; другие идут значительно медленнее. Еще на ранней стадии исследований было показано, что быстро протекают только такие реакции, в ходе которых число электронов, теряемое одним молекулой восстановителя, равно числу электронов, получаемому одним молекулой окислителя. Однако было показано, что многие реакции, для которых это условие выполнялось, в силу неизвестных причин протекают медленно. Несомненно, что ионы одинакового заряда могут отталкивать друг друга в такой степени, что столкновения их весьма маловероятны, между тем, как следует из экспериментальных данных, этот эффект не может полностью объяснить наблюдаемого замедления реакций.

С помощью метода меченых атомов можно исследовать относительно простые процессы переноса электрона — реакции обмена между различными валентными состояниями одного элемента. Например, для исследования скорости окисления двухвалентного железа трехвалентным некоторыми авторами применяли в качестве индикатора радиоактивное железо.

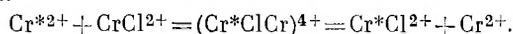


Эта реакция, конечно, подчиняется количественному закону обмена выведенному выше; скорость реакции определяется скоростью процесса, приводящего к равномерному распределению индикатора между двумя различными валентными состояниями. При проведении процесса обмена в 6 *M* HCl можно легко отделить Fe(III) от Fe(II) экстракцией эфиром, однако скорость реакции слишком высока и не поддается измерениям. В этой системе, несомненно, присутствуют хлоридные комплексы, в частности FeCl<sub>3</sub>, образование которых, возможно, является причиной наблюдающегося процесса обмена. Скорость обмена в хлорной кислоте значительна, тем не менее ее можно измерить в разбавленных растворах при 0°. В присутствии фтор-иона, когда в системе существуют такие продукты, как FeF<sub>2</sub><sup>+</sup>, FeF<sub>2</sub><sup>2+</sup> и FeF<sub>3</sub>, изменение скорости обмена в зависимости от концентрации F<sup>-</sup> показывает, что реакция протекает с образованием каждой из этих форм и скорость обмена с FeF<sub>2</sub><sup>2+</sup> является наибольшей.

Быстрые процессы переноса электрона были зарегистрированы для следующих пар ионов: Fe(CN)<sub>6</sub><sup>4-</sup> и Fe(CN)<sub>6</sub><sup>3-</sup>, Ce<sup>3+</sup> и Ce<sup>4+</sup>, MnO<sub>4</sub><sup>2-</sup> и MnO<sub>4</sub><sup>-</sup>, Hg<sup>2+</sup> и Hg<sub>2</sub><sup>2+</sup>, NpO<sub>3</sub><sup>+</sup> и NpO<sub>2</sub><sup>2+</sup>, Co<sup>2+</sup> и Co<sup>3+</sup>, для ClO<sub>2</sub><sup>-</sup> и ClO<sub>2</sub>, три-*α,α'*-дипиридинатов Os(II) и Os(III), а также для комплексов Fe(II) и Fe(III) с три-5,6-диметил-1,10-фенантролином. В некоторых из этих реакций скорость обмена невозможно было определить количественно, так как обмен в растворе или на какой-либо стадии выделения протекал слишком быстро. (Если скорость обмена можно измерить, то в полученный результат следует внести поправку на любые процессы обмена, которые могли иметь место при химической обработке.) Для некоторых процессов были зарегистрированы значения времени полуобмена, составляющие всего 1 *сек* при 0°. В ряде случаев применение препаратов высокой удельной активности позволило исследовать скорость быстрых процессов при весьма малых концентрациях (в этом случае скорость обмена существенно замедляется и поддается измерению). Значительно медленнее реакции обмена происходят между Eu<sup>2+</sup> и Eu<sup>3+</sup>, Sn(II) и Sn(IV) в растворах HCl, Pb(II) и Pb(IV) в ледяной уксусной кислоте, Sb(III) и Sb(V) в растворах HCl, Co(NH<sub>3</sub>)<sub>6</sub><sup>2+</sup> и Co(NH<sub>3</sub>)<sub>6</sub><sup>3+</sup> и между триэтилендиаминовыми комплексами Co(II) и Co(III).

Кинетика многих из этих реакций была детально исследована; в частности, были выяснены зависимости скоростей реакций от концентрации

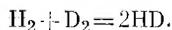
реагентов, рН, температуры и присутствия комплексообразователей. Исследования такого рода в большой степени способствовали пониманию механизма реакций переноса электрона [1]. Так, например, было показано, что обмен между ионами хромовой и хромистой кислот в растворах, содержащих хлор-ион, обусловлен образованием мостиковой связи и переносом атома хлора:



## В. ИЗОТОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОНСТАНТ РАВНОВЕСИЯ И СКОРОСТЕЙ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

В разделах А и Б мы исходили из предположения, что меченые молекулы или ионы можно отличить от немеченых молекул или ионов того же строения только физическими, а не химическими методами. В данном разделе будут рассмотрены отклонения от этого упрощенного предположения, проявляющиеся в изотопных эффектах для констант равновесия и скоростей реакций. Например, уравнение (3), строго говоря, не справедливо; в действительности происходит некоторое разделение изотопов, однако этот эффект обычно значительно меньше ошибки измерения. Более того, скорость  $R$  в уравнении (1) фактически не одинакова для соединений различного изотопного состава. Тем не менее и в этом случае эти различия крайне малы и не поддаются экспериментальному определению.

**Влияние симметрии молекул на константы равновесия.** Прежде всего следует решить вопрос, от чего зависит значение константы равновесия, если не происходит разделения изотопов и уравнение (3) выполняется. Можно, в частности, задать вопрос, каково численное значение  $K$  для следующей реакции, при условии равномерного распределения обоих изотопов водорода:



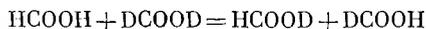
Исходя из равномерного распределения изотопов, казалось бы, следует сделать вывод, что  $K = 1$ ; однако, как показывает следующее рассуждение, такое заключение было бы неверным. Рассмотрим образец, содержащий  $N$  атомов водорода, из которых  $f_{\text{H}}$  приходится на долю протия и  $f_{\text{D}}$  — на долю дейтерия ( $f_{\text{H}} + f_{\text{D}} = 1$ ). Условие равномерного распределения изотопов предполагает, что вероятность любого данного атома в двухатомной молекуле водорода оказаться протием равна  $f_{\text{H}}$  и дейтерием —  $f_{\text{D}}$ , независимо от природы второго атома, образующего рассматриваемую молекулу. Это означает, что число молекул  $\text{H}_2$  и  $\text{D}_2$  равно  $f_{\text{H}}^2(N/2)$  и  $f_{\text{D}}^2(N/2)$  соответственно. Число молекул  $\text{HD} + \text{DH}$  равно  $2f_{\text{H}}f_{\text{D}}(N/2)$ ; множитель 2 обусловлен тем фактом, что каждую молекулу можно представить двумя способами:  $\text{HD}$  и  $\text{DH}$ . Следует отметить, что общее число молекул выражается соотношением

$$\frac{N}{2} (f_{\text{H}}^2 + 2f_{\text{H}}f_{\text{D}} + f_{\text{D}}^2) = \frac{N}{2} (f_{\text{H}} + f_{\text{D}})^2 = \frac{N}{2}.$$

Если система заключена в объеме  $V$ , то константу равновесия можно записать в следующем виде:

$$K = \frac{\left[ \frac{2f_{\text{H}}f_{\text{D}}(N/2)}{V} \right]^2}{\left[ \frac{f_{\text{H}}^2(N/2)}{V} \right] \left[ \frac{f_{\text{D}}^2(N/2)}{V} \right]} = 4. \quad (7)$$

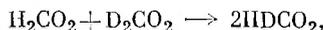
Таким образом, вследствие того что молекулу HD можно выразить двумя различными способами, константа равновесия равна 4 вместо 1. Если же при реакции образуются две различные молекулы, положение изменяется. Например, для реакции



константа равновесия равна

$$K = \frac{[\text{HCOOD}][\text{DCOON}]}{[\text{HCOOH}][\text{DCOOD}]} = \frac{\left[ \frac{f_{\text{H/D}}(N/2)}{V} \right] \left[ \frac{f_{\text{D/H}}(N/2)}{V} \right]}{\left[ \frac{f_{\text{H}}^2(N/2)}{V} \right] \left[ \frac{f_{\text{D}}^2(N/2)}{V} \right]} = 4.$$

В данном случае константа равна 4, так как HCOOD и DCOON — это различные химические соединения. Нужно отметить, что при анализе на масс-спектрометре, при котором HCOOD и DCOON не всегда различимы, реакцию следовало бы записать как



причем значение константы равновесия, полученное опытным путем, равно 4.

Совершенно очевидная зависимость константы равновесия от возможностей метода исследования и объема имеющейся информации по данному вопросу указывает на то, что рассматриваемый эффект обусловлен изменением энтропии при реакции. Действительно, для реакций изотопного обмена, при которых не происходит разделения изотопов (другими словами, при отсутствии энергетического эффекта реакции), движущей силой реакции является именно увеличение энтропии при равномерном распределении изотопов между реагентами. Константу равновесия для реакции водорода, рассмотренной выше, можно вывести, пользуясь понятием энтропии и принимая, что энтропию молекулы определенного состава при достаточно высокой температуре (так чтобы расстояние между вращательными энергетическими уровнями было значительно меньше тепловой энергии) можно записать следующим образом:

$$S^0 = S'^0 - R \ln \sigma, \quad (8)$$

где  $S'^0$  — энтропия для случая, когда не учитывается изотопный состав молекулы, и  $\sigma$  — число симметрии, которое в данном случае можно принять равным числу возможных *неразличимых* ориентаций молекулы в пространстве при условии, что различные изотопы элемента не равноценны\*. Например,  $\sigma_{\text{H}_2} = \sigma_{\text{D}_2} = 2$  и  $\sigma_{\text{HD}} = 1$ ; изменение энтропии при реакции обмена водорода, таким образом, равно

$$\Delta S^0 = 2R \ln 2$$

и константа равновесия  $K$ , как следует из обычных термодинамических соображений, равна 4. Кажущееся противоречие, относящееся к обмену между молекулами муравьиной кислоты, зависит от наличия данных о равноценности атомов водорода (последние, конечно, не равноценны).

Для примера рассмотрим еще одну реакцию:



\* Здесь понятие числа симметрии использовано только для данного частного случая. Более полно этот вопрос рассматривается в работе [5].

Для пирамидальной молекулы  $\text{PCl}_3$   $\sigma = 3$ , если все три изотопа хлора одинаковы, и 1, если одинаковы только два из них. По уравнению (8) изменение энтропии выражается как

$$\Delta S^0 = 2R \ln 3$$

и константа равновесия равна 9. Интересно отметить, что значение 9 можно получить также из соображений вероятности по выражению, аналогичному уравнению (7). При использовании этого метода, однако, следует иметь в виду, что число различных путей выбора  $N$  объектов в том случае, если  $m$  из них одного типа, а  $N - m$  — другого, равно \*

$$\frac{N!}{(N-m)!m!}$$

**Изотопные эффекты в константах равновесия.** До сих пор предполагалось, что энергетические эффекты рассмотренных реакций пренебрежимо малы и изменение изотопного состава сопровождается только увеличением энтропии. Такое рассмотрение справедливо только для реакций, протекающих при высоких температурах. В табл. 11 приведены данные

Таблица 11  
Зависимость константы  
равновесия реакции  
 $\text{H}_2 + \text{D}_2 \rightleftharpoons 2\text{HD}$  от температуры

T, °K	K
100	2,3
300	3,3
500	3,6

для реакции обмена водорода, которые показывают постепенное приближение значения  $K$  к 4 с повышением температуры, а также существенное отклонение от равномерного распределения изотопов при более низких температурах, обусловленное отличием энергетического эффекта данной реакции от нуля.

В противоположность обычным химическим реакциям причиной теплового эффекта реакций обмена не является изменение поля потенциальной энергии, в котором существуют атомы и молекулы. Кривая потенциальной энергии, определяющая движение двух атомов противя в молекуле водорода, например, существенно не отличается от кривой для двух атомов дейтерия в соответствующей молекуле. Изменяются энергии поступательных, вращательных и колебательных квантованных состояний молекулы. Эти изменения обусловлены различием масс изотопных молекул. Исследование влияния этих изменений на константы равновесия [6] показало, что наиболее существенными оказываются изменения колебательных энергий при абсолютном нуле и разности энергий колебательных состояний. Напомним, что колебательные состояния двухатомной молекулы  $AB$  выражаются соотношением

$$E_{\text{vib}} = h\nu_{AB} \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

\* См. обсуждение после уравнения (8) гл. VI.

где  $\nu_{AB}$  — основная частота колебания молекулы  $AB$ . Эта частота зависит от масс  $m_A$  и  $m_B$  атомов следующим образом:

$$\nu_{AB} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{f}{\mu_{AB}} \right)^{1/2},$$

где  $f$  — силовая константа химической связи  $A-B$  и

$$\mu_{AB} = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$$

представляет собой приведенную массу системы. Силовая константа существенно не изменяется при изотопном замещении, но  $\mu_{AB}$  и, следовательно,  $\nu_{AB}$  изменяются. Легко видеть, что изменение основных частот оказывает влияние на константы диссоциации молекул  $AB$  и  $AB'$ . Отношение констант диссоциации равно [6]

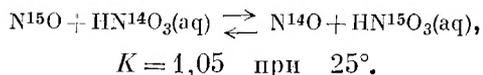
$$\frac{K_{AB'}}{K_{AB}} = \frac{(1 - e^{-U'}) U e^{-U/2}}{(1 - e^{-U}) U' e^{-U'/2}},$$

где  $U = h\nu_{AB}/kT$  и  $U' = h\nu_{AB'}/kT$ . Отметим, что при очень высоких температурах (когда  $U$  и  $U'$  приближаются к нулю) это отношение стремится к единице и изотопный эффект исчезает, как и следовало ожидать. При очень низких температурах (когда  $U$  и  $U'$  очень велики) отношение стремится к  $(U/U') \exp[-(U - U')/2]$  и зависит от разности энергий при абсолютном нуле\*. Если  $m_B < m_{B'}$ , то  $\mu_{AB} < \mu_{AB'}$  и  $\nu_{AB} > \nu_{AB'}$  и молекула  $AB$  менее устойчива к диссоциации, чем молекула  $AB'$ , то есть  $(K_{AB'}/K_{AB}) < 1$ . Отсюда следует, что для реакции обмена, например



более легкий изотоп будет накапливаться в соединении с меньшей энергией связи (и меньшим значением  $f$ ). Изотопный эффект окажется наибольшим для реакции диссоциации, при которой связи в конечных продуктах будут отсутствовать и, следовательно, разница колебательных энергий изотопно замещенных молекул проявится в полной мере.

Тот факт, что константы равновесия реакций обмена отличны от единицы, можно использовать для разделения изотопов [7]. В качестве примера рассмотрим реакцию обмена [8] между  $\text{NO}$  и  $\text{HNO}_3$ :



Проводя этот процесс в противоточной колонне (газообразный  $\text{NO}$  пропускают через стекающий сверху вниз раствор азотной кислоты), удалось получить препараты, обогащенные азотом-15 до 90%. Содержание  $\text{N}^{15}$  в природном азоте составляет всего 0,37%.

Величина изотопного эффекта, как видно из предыдущего раздела, зависит от разности приведенных масс двух изотопно замещенных молекул и, следовательно, от относительной разницы масс двух изотопов. По этой причине справедливо следующее правило: чем больше атомный вес, тем меньше изотопный эффект.

\* Это приближение справедливо только в том случае, если расстояния между вращательными состояниями малы по сравнению с тепловой энергией. Это условие не выполняется для различных изотопных молекул водорода вследствие малых величин моментов инерции.

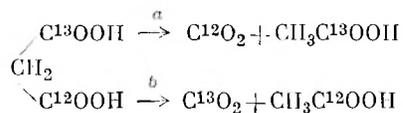
**Изотопные эффекты в константах скоростей.** Несмотря на то что различиями между величинами скоростей реакций для молекул, содержащих различные изотопы, часто пренебрегают, эти различия, в особенности в случае изотопов легких элементов, можно определить экспериментально. Например, было показано, что скорость реакции переноса электрона между ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  уменьшалась примерно вдвое при замене  $\text{H}_2\text{O}$ , служащей растворителем, на  $\text{D}_2\text{O}$ . Этот пример демонстрирует важную роль молекул растворителя, участвующих в образовании переходного комплекса при реакциях обмена [9].

Эти эффекты, особенно если они велики, затрудняют применение метода меченых атомов, поскольку упрощенные рассуждения, приведенные в разделе Б, строго говоря, теряют силу. С другой стороны, влияние изотопного замещения на скорость реакции должно зависеть от особенностей механизма и, следовательно, при наличии удовлетворительной теории этого явления давать возможность открывать новые пути исследования механизмов реакций.

Наиболее плодотворным методом построения теории скоростей реакций изотопно замещенных молекул является использование концепции переходного состояния [10]. Математический аппарат данного метода часто очень усложняется [11, 12], однако, так как в большинстве случаев требуется определять не истинные константы скорости, а их отношения для изотопно замещенных молекул, результаты, полученные этим методом, представляют, видимо, пример одного из наиболее удачных приложений теории переходного состояния.

Поскольку данная теория предполагает, что между реагирующими веществами и переходным комплексом существует равновесие, задача по существу ставится так же, как и при расчете констант равновесия для реакций изотопно замещенных молекул. Колебания переходного комплекса приводят к диссоциации последнего на продукты реакции, поэтому соответствующая частота оказывается мнимой и отношение констант скорости, а также отношение констант равновесия для молекул, содержащих различные изотопы определенного элемента, зависят от отношения этих частот. Отсутствие информации о квантовых состояниях переходного комплекса создает определенные трудности, которых часто можно избежать, используя некоторые приближения, так как для переходных комплексов, содержащих различные изотопы какого-либо элемента, необходимо знать только *отношение* функций распределения. В худшем случае максимальное значение можно оценить, предполагая, что изотопный атом не входит в состав переходного комплекса. Согласно теоретической оценке, максимальное значение изотопного эффекта достигается, если изотопный атом непосредственно присоединен к реагирующей связи (первичный изотопный эффект). При замещении атома  $\text{H}^1$  на  $\text{H}^3$  изотопный эффект такой реакции равен 6,0; для атомов  $\text{C}^{12}$  и  $\text{C}^{14}$ , а также  $\text{I}^{127}$  и  $\text{I}^{131}$  эта величина равна 1,5 и 1,02 соответственно.

Частным случаем, легко поддающимся теоретической обработке, являются реакции обмена изотопов, находящихся вначале в составе одной молекулы. Так, декарбоксилирование малоновой кислоты, содержащей группу  $-\text{C}^{13}\text{OON}$ , может протекать по одному из двух возможных направлений:



В соответствии с теоретическими представлениями разница между двумя константами скорости  $a$  и  $b$  обусловлена скорее различием мнимых частот колебания переходного комплекса, а не различием энергий активации. При учете только влияния различия этих частот отношение  $a/b$  оказывается равным 1,020. Температурную зависимость, обусловленную различием энергий активации, рассчитать довольно трудно, однако она не должна быть значительной. Наиболее надежные из полученных экспериментальных данных показывают, что отношение констант скорости в пределах точности измерения не зависит от температуры и равно 1,029. Из теоретических данных следует также, что величина изотопного эффекта, выраженная в процентах (для малых изотопных эффектов), пропорциональна разности масс изотопов и не зависит от специфических свойств переходного комплекса. Например, для любой реакции изотопный эффект  $C^{14}$  почти вдвое превышает изотопный эффект  $C^{13}$  по отношению к обычному углероду  $C^{12}$ . Некоторые экспериментальные данные, полученные в ранних работах, свидетельствуют о том, что отношение изотопных эффектов  $C^{14}$  и  $C^{13}$  несколько больше двух, однако наиболее надежные из современных данных по реакциям декарбоксилирования, очевидно, в основном соответствуют теоретическим представлениям. Следует отметить, что главной причиной существования изотопных эффектов в скоростях реакций для соединений, содержащих протий, дейтерий или тритий, является различие энергий активации.

## Г. ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИНДИКАТОРОВ В АНАЛИТИЧЕСКОЙ ХИМИИ

**Исследование процессов химического разделения.** Применение радиоактивных индикаторов открывает большие возможности для исследования протекания химических реакций и проверки полноты процессов разделения. Если один из компонентов смеси радиоактивен, то в ряде случаев можно наблюдать его поведение в ходе последовательных операций, просто помещая вблизи счетчика или ионизационной камеры стаканы с фильтрами, воронки с осадками и т. п. Эти методы позволяют успешно выделять отдельные соединения, почти совершенно не зная их химических свойств. Этот чисто качественный метод контроля можно довести до любой степени точности и использовать для проверки аналитических методик с помощью радиоактивных индикаторов. Более того, поведение нескольких радиоактивных индикаторов с характеристическими  $\gamma$ -спектрами можно контролировать одновременно, используя сцинтилляционный счетчик в сочетании с многоканальным амплитудным анализатором.

**Анализ методом изотопного разбавления.** Часто требуется произвести количественное определение компонента смеси, в то время как методика, позволяющая количественно выделить это вещество, не известна. Иногда (особенно в случае сложных органических смесей) нужное соединение можно выделить достаточно чистым, однако с весьма низким и неопределенным выходом. В таком случае анализ может быть проведен методом изотопного разбавления. К смеси неизвестного состава добавляют определенное количество исследуемого вещества с известной удельной активностью. Затем удельную активность добавленного соединения, после его выделения из смеси, измеряют и сравнивают с исходной удельной активностью. По степени разбавления радиоактивного индикатора можно

судить о количестве этого соединения, присутствовавшего в исследуемой смеси. (Радиоактивные индикаторы можно использовать для определения выхода при химическом разделении. Очевидно, при этом не должны происходить реакции обмена, которые могли бы уменьшить удельную активность данного соединения.) В сочетании с масс-спектрометрическим методом изотопное разбавление можно применять и для анализов с использованием стабильных изотопов. Точность определения некоторых элементов, присутствующих в таких малых концентрациях, как  $1/10^9$ — $1/10^{12}$ , может достигать нескольких процентов [13, 14].

**Активационный анализ.** В большинстве рассмотренных исследований анализ радиоактивных изотопов проводили путем измерения их активностей. Этот процесс является в сущности определением содержания данного изотопа, однако мы не останавливались на этой стороне вопроса, так как анализу подвергались образцы с предварительно введенным индикатором. Конечно, естественные радиоактивные элементы, включая уран, торий, радий, калий и рубидий, можно определять путем измерения их радиоактивности. В литературе описан практически удобный, хотя и не очень чувствительный метод определения калия по его радиоактивности.

Можно воспользоваться и несколько иным методом, при котором образец неизвестного состава подвергают облучению нейтронами в течение достаточных промежутков времени, после чего проводят идентификацию и определение химических элементов по характеристикам излучения образовавшихся радионуклидов. Вообще говоря, после облучения исследуемого образца определяемые химические элементы необходимо отделить обычными химическими методами с использованием соответствующих носителей. (Применение носителей в радиохимии описано в гл. XII, раздел Г.) В качестве эталонов при анализе можно использовать образцы известного состава, содержащие определенные количества исследуемого изотопа и облученные в тех же условиях, что и данный образец. В некоторых случаях желательно применять в качестве эталона образец вещества аналогичного состава; часто употребляют маленькие образцы, позволяющие избежать ошибок за счет сильного поглощения нейтронов другими компонентами.

В том случае, когда не требуется химическое выделение исследуемых радиоактивных изотопов, активационный анализ можно проводить без изменения физических свойств образца. Эта возможность оказалась необычайно полезной при анализе ценных археологических объектов [15].

Для активационного анализа характерна необычайно высокая специфичность, поскольку чистоту определяемого радиоактивного изотопа можно проконтролировать по его энергии и периоду полураспада. Чувствительность метода обусловлена потоком бомбардирующих частиц  $n$ , эффективным сечением ядерной реакции  $\sigma$ , постоянной распада определяемого изотопа  $\lambda$ , продолжительностью облучения  $t$  и эффективностью детектора  $\epsilon$ . Скорость счета в момент окончания облучения образца, содержащего  $m$  граммов изотопа с атомным весом  $M$  (в том случае, если ослаблением потока нейтронов в образце можно пренебречь), выражается следующим соотношением:

$$\epsilon \left( nv \frac{m}{M} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \cdot \sigma \right) (1 - e^{-\lambda t}).$$

Чувствительность определения большинства элементов при активации потоком нейтронов  $10^{12}$   $1/\text{см}^2\text{сек}$  составляет  $10^{-16}$ — $10^{-11}$  г. Таким образом,

с помощью активации нейтронами можно обнаружить примеси, присутствующие в количествах  $1/10^6$ — $1/10^9$ . Приложения метода активационного анализа приведены в работе [45].

Несмотря на то что применение активации в потоках медленных нейтронов, несомненно, является наиболее широко используемым методом активационного анализа, получены также некоторые результаты по применению активации заряженными частицами. При облучениях дейтронами были обнаружены ничтожные примеси галлия в железе, меди в никеле и железа в окиси кобальта. Описан простой количественный метод определения углерода в сталях, основанный на использовании реакции  $C^{12}(d, n)N^{13}$ .

Методы активации в потоках нейтронов или заряженных частиц применяются и для определения изотопного состава образца. Например, при использовании ( $p, n$ )-реакции, приводящей к образованию радиоактивного  $Co^{56}$ , было установлено содержание  $Fe^{56}$  в обогащенном  $Fe^{54}$ .

#### Д. ХИМИЯ ГОРЯЧИХ АТОМОВ

**Метод Сцилларда — Чалмерса.** В 1934 г. Сциллард и Чалмерс показали, что после облучения иодистого этила нейтронами большая часть образовавшегося радиоактивного пода может быть извлечена из облученного соединения водой; они применяли в качестве носителя небольшое количество пода, восстанавливали его до  $I^-$  и, наконец, осаждали в виде  $AgI$ . Очевидно, связь атомов иода и углерода разрушалась в тот момент, когда  $I^{127}$  в результате захвата нейтрона превращался в  $I^{128}$ . С тех пор реакция этого типа применяется для концентрирования продуктов ряда  $n, \gamma$ -реакций и некоторых  $\gamma, n-, n, 2n-$  и  $d, p$ -реакций. Она получила название реакции Сцилларда — Чалмерса. Для разделения по методу Сцилларда — Чалмерса необходимо выполнение трех условий. В процессе своего образования радиоактивный атом должен оторваться от материнской молекулы; он не должен рекомбинировать с фрагментом молекулы, от которого он отделился, или вступать в быстрые процессы обмена с нерадиоактивными атомами других молекул мишени; должна существовать возможность химического отделения вещества мишени от радиоактивного соединения в его новой химической форме.

В большинстве случаев энергия химических связей составляет 1—5 эв ( $20\ 000$ — $100\ 000$  кал/моль). При любой ядерной реакции, сопровождающейся захватом нуклонов или более тяжелых частиц, а также при вылете этих частиц из ядра с энергиями выше 10 кэв кинетическая энергия, сообщаемая ядру дочернего продукта, значительно превышает энергию химической связи\*. При захвате тепловых нейтронов, т. е. в тех случаях, которые наиболее широко применяются для разделений по методу Сцилларда — Чалмерса, нейтрон не сообщает ядру энергии, достаточной для разрыва какой-либо химической связи. Однако захват нейтрона почти всегда сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта. В результате этого процесса ядру сообщается некоторая энергия отдачи.  $\gamma$ -Квант с энергией  $E_\gamma$  имеет импульс  $p_\gamma = E_\gamma/c$ . Согласно закону сохранения импульса, атом отдачи должен обладать таким же импульсом, и, следовательно, энергия отда-

\* Метод Сцилларда — Чалмерса применяется главным образом для  $n, \gamma$ -реакций. В других случаях, и в особенности для  $d, p$ -реакции, он менее пригоден, так как энергия излучения, поглощаемая мишенью, настолько велика, что происходит радиоактивное разложение значительной части неактивных молекул мишени.

чи будет равна  $R = p_{\gamma}^2/2M = E_{\gamma}^2/2Mc^2$ , где  $M$  — масса атома. Если  $M$  выразить в атомных единицах массы, а  $E_{\gamma}$  в миллионах электрон-вольт, то

$$R = \frac{537E_{\gamma}^2}{M} \text{ эв.} \quad (9)$$

В табл. 12 приведены значения  $R$  для нескольких величин  $E_{\gamma}$  и  $M$ . При захвате нейтрона энергия возбуждения ядра составляет обычно 6—8 Мэв, причем большая часть этой энергии возбуждения рассеивается путем

Таблица 12

*Энергии отдачи (в эв), сообщаемые ядрам  
γ-лучами различных энергий*

$M$	$E_{\gamma} = 2 \text{ Мэв}$	$E_{\gamma} = 4 \text{ Мэв}$	$E_{\gamma} = 6 \text{ Мэв}$
20	107	430	967
50	43	172	387
100	21	86	193
150	14	57	129
200	11	43	97

испускания одного или нескольких  $\gamma$ -квантов. При этом ядро отдачи получает более чем достаточно энергии для разрыва одной или более химических связей в молекуле, если только все последовательно испускаемые в данном процессе  $\gamma$ -кванты не обладают низкой энергией (например, ниже 1 или 2 Мэв), что наблюдается относительно редко. Конечно, с энергией связи следует сопоставлять не всю энергию отдачи, а скорее ее составляющую в направлении химической связи; более того, импульсы некоторых  $\gamma$ -квантов, испускаемых в каскаде и в различных направлениях, могут частично компенсировать друг друга. Однако нет оснований полагать, что два  $\gamma$ -кванта, испускаемые ядром в каскаде, будут иметь преимущественно противоположные направления, и, следовательно, взаимная компенсация импульсов вряд ли существенно уменьшит вероятность разрыва связей. Для большинства  $n, \gamma$ -реакций вероятность разрыва связей, несомненно, очень велика.

Второе условие применимости метода Сцилларда — Чалмерса состоит в том, чтобы по крайней мере в результате столкновений при тепловом движении обмен между радиоактивными атомами в их новом химическом состоянии и нерадиоактивными атомами в веществе мишени протекал медленно. Атомы отдачи, обладающие значительной энергией, принимают гораздо большее участие в реакциях обмена, чем атомы с обычной тепловой энергией. Эти реакции обмена, а также другие процессы атомов отдачи с большими энергиями, получивших название «горячих атомов», в значительной степени обуславливают эффективность разделения при реакциях Сцилларда — Чалмерса. Реакции горячих атомов будут рассмотрены дальше после нескольких примеров использования метода Сцилларда — Чалмерса.

Метод Сцилларда — Чалмерса применяется чаще всего для разделения соединений галогенов. Облучению подвергались различные органические галогенсодержащие соединения (в том числе  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4\text{Cl}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ ,

$C_2H_2Br_2$ ,  $C_6H_5Br$ ,  $CH_3I$ ), а выделение продуктов реакций захвата нейтронов ( $Cl^{38}$ ,  $Br^{80}$ ,  $Br^{82}$ ,  $I^{128}$ ) проводилось различными методами. Довольно хорошие результаты были получены путем экстракции водой с добавлением в качестве носителя галогена или его соли, а также без носителя. Извлечение водным раствором восстановителя, например  $HSO_3^-$ , особенно в случае иода, часто дает возможность улучшить выход реакции. В одном из интересных исследований было показано, что выходы иода, выделяемого экстракцией из образца иодистого этила, активированного *d,p*-, *n*-, *2n*-,  $\gamma$ -, *n*- и *n*,  $\gamma$ -реакциями, при прочих равных условиях одинаковы. В опытах с иодистым метилом были получены аналогичные результаты. Это показывает, что химические эффекты, определяющие судьбу радиоактивного атома, существенно не зависят от начальной энергии отдачи.

При облучении нейтронами твердых или растворенных хлоратов, броматов, податов, перхлоратов или периодатов метод Сцилларда — Чалмерса позволяет получать выходы галогенов порядка 70—100%. Радиоактивные галогены можно извлекать из облученных соединений такого типа при добавлении ионов галогена в качестве носителя и последующем осаждении в виде галогенидного серебра. Разделение изотопов ряда других химических элементов с помощью метода Сцилларда — Чалмерса, основанное на различии степеней окисления до захвата нейтрона и после него, также приводит к хорошим результатам. Например, приблизительно половина атомов радиоактивного  $P^{32}$ , образующегося при нейтронной активации фосфатов (растворов или твердых солей), находится в виде соединений трехвалентного фосфора.

В ряде случаев химического разделения по методу Сцилларда — Чалмерса успешно применяют собирание заряженных фрагментов на электродах. Этим методом из газообразного мышьяковистого водорода удалось выделить 34% радиоактивного мышьяка. При этом осаждение происходит как на положительном, так и на отрицательном электроде.

В тех случаях, когда свободный ион металла не вступает в реакцию обмена с облучаемым соединением и разделение этих форм возможно, для разделения по методу Сцилларда — Чалмерса удобно проводить облучения металлоорганических соединений и комплексных солей. Хорошие результаты были получены при облучении какодилевой кислоты  $(CH_3)_2AsOOH$ , из которой  $As^{76}$  выделяется в виде арсенита серебра с 95%-ным выходом; медной соли *o*-фенилендиаминсалицилового альдегида, из которой можно выделить почти 97% радиоактивной меди в виде иона  $Cu^{2+}$ ; уранилбензоилацетоната  $UO_2(C_6H_5COCHCOCH_3)_2$ , из которого радиоактивный  $U^{239}$  был извлечен с почти 10%-ным выходом.

В обзорных работах [16—19] приводится множество примеров получения препаратов обогащенных изотопов с использованием метода Сцилларда — Чалмерса.

**Химия атомов отдачи.** Важность процесса Сцилларда — Чалмерса состоит не только в том, что, пользуясь этим методом, можно получать препараты обогащенных изотопов; он открывает также широкие возможности исследования реакций атомов отдачи, обладающих большими энергиями. Такие атомы, как уже указывалось, называют «горячими атомами», а раздел химии, посвященный исследованию их свойств, — «химией горячих атомов». Существование таких реакций однозначно доказывается тем, что (см. предыдущий раздел) только некоторая доля радиоактивных атомов стабилизируется в иной химической форме, чем материнское соединение. Доля радиоактивных атомов, которая стабилизируется в той же самой

химической форме, что и материнское соединение, называется удержанием. Тот факт, что удержание в чистом  $\text{CCl}_4$  составляет около 43% и уменьшается на 5% при добавлении 50 мол. %  $\text{C}_6\text{H}_{12}$ , показывает, что возможности рекомбинации атома отдачи и фрагмента материнской молекулы, а также вероятность сохранения молекулы при ядерном превращении атома, входящего в ее состав, незначительны.

Было установлено, что при взаимодействии с молекулой «горячий» атом способен замещать другой атом или группу атомов. Так, например, после облучения  $\text{CH}_3\text{I}$  медленными нейтронами 11% активного  $\text{I}^{128}$  было обнаружено в форме  $\text{CH}_2\text{I}_2$ ; показано также, что данное значение не зависит от температуры в пределах от  $-195^\circ$  до  $+15^\circ$ . Это доказывает, что процесс замещения не является обычной тепловой реакцией. Образование меченого  $\text{CH}_2\text{Br}_2$  при облучении  $\text{CH}_2\text{BrCOOH}$ , меченых  $\text{CH}_3\text{I}$  и  $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$  при облучении раствора пода в этиловом спирте, а также меченого  $\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$  при облучении бромистоводородного анилина показывает, что возбужденные атомы галогена могут замещать такие группы, как  $-\text{COOH}$ ,  $-\text{OH}$ ,  $-\text{CH}_2\text{OH}$ ,  $-\text{NH}_2$  и, вероятно, многие другие. Выход таких радиоактивных соединений, образовавшихся в результате замещения, обычно не превышает 10%. Реакции подобного типа, очевидно, могут быть использованы для получения меченых соединений с высокой удельной активностью. Было найдено, что при облучении азотсодержащих веществ в потоках медленных нейтронов можно получить соединения с высокой удельной активностью, меченные изотопом  $\text{C}^{14}$ . Так, например, при облучении нейтронами акридина наблюдалось образование меченого антрацена. Этот факт можно объяснить тем, что некоторая небольшая доля атомов отдачи  $\text{C}^{14}$ , возникающих по реакции  $\text{N}^{14}(n, p)$ , после рассеяния значительной части энергии при соударениях стабилизируется при замещении атома азота в молекуле акридина. В результате возникают меченные по углероду молекулы антрацена. В литературе описаны многочисленные исследования аналогичных реакций замещения горячим атомом  $\text{C}^{14}$ , а также горячим атомом  $\text{C}^{11}$ , образующимся, в частности, по реакциям  $\text{C}^{12}(n, 2n)$ ,  $\text{C}^{12}(p, pn)$  и  $\text{C}^{12}(\gamma, n)$ . Полученные данные были использованы для уточнения механизмов химических реакций органических соединений [20].

Было показано также, что меченные тритием органические соединения можно получать с помощью реакций горячих атомов, образующихся при следующих процессах:  $\text{He}^3(n, p)\text{H}^3$  и  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ . При использовании  $\text{He}^3$  в ядерном реакторе облучают нейтронами газообразные смеси  $\text{He}^3$  и органического соединения. Если же для получения атомов отдачи трития пользуются изотопом  $\text{Li}^6$ , то облучению подвергают смеси органического соединения и тонко измельченной соли  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ . Подробное описание этих исследований приводится в работах [20, 21].

При теоретическом рассмотрении процессов горячих атомов в жидкой и газовой фазах обычно различают процессы двух типов: взаимодействия атома отдачи, обладающего повышенной энергией, и процессы, которые могут проходить с его участием после достижения данным атомом отдачи тепловой энергии. Анализ «горячих» процессов требует знания соответствующего выражения для энергетического спектра атомов отдачи, возникающего вследствие потери энергии при соударениях, а также выражения для вероятности протекания различных реакций при каждом столкновении в зависимости от энергии атома отдачи. Энергетический спектр атомов отдачи можно охарактеризовать достаточно легко, исходя из предположения, что соударения атома отдачи являются упругими [22]. Это предположение, однако, не подтверждается для области энергий, лишь

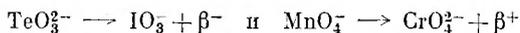
незначительно превышающих тепловую, в которой, к сожалению, видимо, происходит основная часть реакций атомов отдачи. Зависимость вероятности реакций при соударениях от энергии, если не учитывать простой модели, предложенной Либби [23], теоретически еще не выяснена и в настоящее время нуждается в экспериментальной проверке [21, 24].

Реакции атома отдачи, достигшего тепловой энергии, — это обычные процессы, возможные для этих условий. Существует также возможность взаимодействия атома отдачи с фрагментами, образованными при его замедлении. Этот процесс может быть особенно значителен в жидкостях и твердых телах [16, 19].

Большое количество исследований было посвящено реакциям горячих атомов в твердых неорганических соединениях. Окончательную форму, в которой стабилизировался атом отдачи, определяли исключительно путем разделения различных химических соединений после растворения облученного твердого образца в соответствующем растворителе, обычно воде. Величины удержания, найденные таким методом, могут достигать 90%, например для  $K_2Cr_2O_7$ ; в других случаях удержание мало — 49% для  $NaClO_3$ .

В последнее время при исследованиях такого рода большое внимание уделяется влиянию отжига после облучения. Увеличение удержания сопоставляют с температурой и временем хранения образца после облучения, до момента его растворения и анализа. Эти данные также представляют интерес в связи с исследованиями, проводимыми в области химии твердого состояния и радиационной химии [16].

**Химические эффекты процессов радиоактивного распада.** Горячие атомы могут возникать не только при ядерных реакциях, но и в результате процессов радиоактивного распада. В ряде случаев были исследованы реакции горячих атомов, образующихся при  $\beta$ -распаде. Например, реакции типа



могут протекать наряду с процессами разрушения молекулы, приводящими к образованию новых форм. При исследованиях такого рода необходимо, чтобы ядро, образующееся при  $\beta$ -распаде, было также радиоактивно. Это позволяет проследить за его судьбой.

Реакции горячих атомов в растворах настолько сложны, что получение количественных данных о первичных процессах разрыва связей, обусловленных процессами радиоактивного распада, сопряжено с большими трудностями. При исследовании химических эффектов  $\beta$ -распада изотопа  $C^{14}$  в этане Вольфгангу, Андерсону и Додсону удалось избежать этих трудностей. Этан синтезировали из  $C^{14}$  высокой удельной активности, так что значительная доля молекул оказалась помеченной дважды. Распад одного атома  $C^{14}$  в дважды меченной молекуле этана должен был приводить к образованию меченых молекул метиламина, если связь  $C - C$  не разрывалась и превращалась, таким образом, в связь  $C - N$ . Из опытных данных следовало, что примерно половина связей не разрывалась и, следовательно, другие возможности образования меченого метиламина исключались.

Химия атомов отдачи, образующихся в процессах изомерного перехода, изучена значительно подробнее, чем химия горячих атомов, возникающих при других типах распада. С первого взгляда может показаться не вполне ясным, почему изомерные переходы могут приводить к разрыву связей. Энергии  $\gamma$ -квантов, испускаемых при изомерных переходах, значительно ниже, чем энергии процессов захвата нейтронов, — часто они

ниже 100 кэв и в редких случаях превышают 500 кэв. Согласно уравнению (9),  $\gamma$ -квант с энергией 100 кэв сообщает ядру с массовым числом 100 энергию отдачи всего лишь около 0,05 эв, которой совершенно недостаточно для разрыва химической связи. Энергия отдачи, сообщаемая ядру при испускании электрона внутренней конверсии, примерно в 10 раз выше, чем при испускании  $\gamma$ -кванта той же энергии \*, однако и этого недостаточно для того, чтобы разорвать связи в молекуле. Тем не менее появление пустого места во внутренней электронной оболочке при испускании электрона внутренней конверсии приводит к перераспределению электронов и испусканию электронов Оже. Атом находится в сильно возбужденном состоянии (и имеет положительный заряд); если такой атом входит в состав молекулы, может произойти ее диссоциация \*\*.

Разделение ядерных изомеров, аналогичное процессам Сцилларда — Чалмерса, наблюдалось в ряде случаев, когда изомерный переход происходит в основном путем испускания электронов внутренней конверсии. Отделение 18-минутного  $\text{Br}^{80}$  от его предшественника  $\text{Br}^{80m}$  с периодом полураспада 4,5 час было осуществлено с помощью ряда различных методов, аналогичных методу Сцилларда — Чалмерса. Низшие изомерные состояния  $\text{Te}^{121}$  (17-дневный),  $\text{Te}^{127}$  (9,3-часовой),  $\text{Te}^{129}$  (72-минутный) и  $\text{Te}^{131}$  (25-минутный) были с хорошим выходом выделены в виде теллуритов из растворов теллуридов, содержащих соответствующие высшие изомерные состояния. Разделение изомеров иногда используют для идентификации изотопов и установления генетических связей. Зависимость возможности разделения изомеров от процесса испускания электронов внутренней конверсии была продемонстрирована в опытах с газообразным  $\text{Te}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ , содержащим 105-дневный  $\text{Te}^{127m}$  и 33-дневный  $\text{Te}^{129m}$ , и  $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ , содержащим 13,8-часовой  $\text{Zn}^{69m}$ . Низшие изомерные состояния изотопов теллура выделялись путем осаждения на стенках сосуда или на заряженных пластинах. Разделения изомеров цинка в аналогичных условиях не происходило. В случае  $\text{Zn}^{69}$  изомерный переход происходит путем испускания неконвертированных  $\gamma$ -квантов с энергией 435 кэв, в то время как излучение, выделяемое при изомерных переходах теллура, характеризуется энергией всего лишь около 100 кэв, но оно почти полностью конвертировано.

## Е. ИСКУССТВЕННО ПОЛУЧЕННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Более полувека назад оказалось, что поиски новых или недостающих элементов с помощью доступных в то время химических методов уже нецелесообразны. Действительно, открытие новых элементов стало возможным только благодаря разработке новых физических методов исследования. Элементы рубидий, цезий, индий, гелий и галлий были обнаружены в результате изучения оптических спектров. Первые данные о существовании гафния и рения были получены при исследовании рентгеновских спек-

\* В релятивистском приближении при испускании электрона конверсии с энергией  $E_e$  атому с массой  $M$  сообщается энергия отдачи  $R = E_e^2/(mM)$ .

\*\* Экспериментальное определение зарядов атомов  $\text{Xe}^{131}$ , образующихся при изомерном переходе  $\text{Xe}^{131m}$ , показывает, что каждый атом теряет в среднем 8,5 электронов. Аналогичные измерения показали, что средний заряд атомов  $\text{Cl}^{37}$ , возникающих при захвате электрона ядром  $\text{At}^{37}$ , равен +3,4. Предполагается, что такие большие заряды атомы приобретают главным образом вследствие испускания электронов Оже при изомерных переходах и процессах захвата электрона [25]. При измерении заряда атомов, являющихся дочерними продуктами при  $\beta^-$ -распаде, было получено значение порядка  $-1$ .

тров. На ранних стадиях исследования природных радиоактивных элементов были обнаружены (часто в исключительно малых количествах) полоний ( $Z = 84$ ), радон (86), радий (88), актиний (89) и протактиний (91). Несколько позже таким же путем был обнаружен недостающий элемент номер 87. При исследованиях ядерных реакций и радиоактивных изотопов, полученных лабораторным путем, удалось идентифицировать элементы 43, 61 и 85, а элементы 93—103 добавить к периодической системе.

**Технеций и астат.** Из элементов, недостававших в периодической системе, первыми были получены путем проведения ядерных реакций элементы технеций [26] и астат [27]. Весьма маловероятно, чтобы в настоящее время на нашей планете существовали стабильные или очень долгоживущие изотопы технеция, так как все массовые числа в пределах 94—102 заняты стабильными изотопами соседних элементов, молибдена и рутения, а все радиоактивные изотопы, по-видимому, известны. Неустойчивость элемента астата не была неожиданной, так как все изотопы, расположенные в периодической системе дальше  $\text{Bi}^{209}$ , неустойчивы к  $\alpha$ - или  $\beta$ -распаду.

Химические свойства этих элементов, конечно, полностью соответствуют их положению в периодической системе: Tc расположен между марганцем и рением, а At — самый тяжелый из галогенов. Химические свойства обоих элементов описаны в обзорной работе Андерса [28].

**Прометий.** При делении урана образуется несколько радиоактивных изотопов элемента 61, который был выделен и идентифицирован [29] путем концентрации микроколичеств радиоактивных изотопов методами адсорбции на ионообменных смолах и элюирования. Элемент номер 61 по предложению открывших его исследователей был назван прометием. Изотоп  $\text{Pm}^{147}$ ,  $\beta^-$ -излучатель с периодом полураспада 2,6 лет, был выделен в количестве нескольких миллиграммов, и, таким образом, получены видимые количества розовых солей прометия. В литературе имеются сообщения о существовании даже более долгоживущего изотопа прометия —  $\text{Pm}^{145}$  ( $t_{1/2} = 18$  лет).

**Трансурановые элементы.** Ряд радиоактивных изотопов был обнаружен Ферми и его сотрудниками в Риме в первых работах по облучению урана медленными нейтронами. В течение последующих лет было найдено еще множество радиоактивных изотопов, большинство из которых в то время считали изотопами трансурановых элементов. Такое заключение было основано на том, что эти продукты распадались путем ряда последовательных процессов испускания  $\beta^-$ -частиц, приводящих к образованию элементов с более высокими  $Z$ . Кроме того, было показано, что по химическим свойствам эти соединения отличаются от всех известных элементов, расположенных в периодической системе вблизи урана. Ответ на этот вопрос был получен благодаря открытию Хана и Штрассмана, показавших, что данные изотопы принадлежат элементам, значительно более легким, чем уран; таким образом, было доказано, что при облучении урана нейтронами происходит расщепление его ядер. При дальнейшем исследовании процессов деления и возникающих при этом продуктов Макмиллан и Абельсон [30] показали, что один из радиоактивных изотопов, характеризующийся периодом полураспада 2,3 дня, не является продуктом деления. Этот изотоп представляет собой дочерний продукт 23-минутного  $\beta^-$ -излучателя  $\text{U}^{239}$ , образующегося по реакции  $\text{U}^{238}(n, \gamma)\text{U}^{239}$ . Макмиллан и Абельсон разработали методику отделения микроколичеств элемента номер 93 от

любых известных элементов, включающую окислительно-восстановительный цикл, в котором окисление проводили броматом в кислой среде, а для выделения микрокомпонента в восстановленном состоянии использовали в качестве носителя осадок фторида редкоземельного элемента. Новый элемент получил название нептуния, Np, по Нептуну, следующей после Урана планете солнечной системы.

Np<sup>239</sup>, открытый Макмилланом и Абельсоном, и Np<sup>238</sup>, образующийся из U<sup>238</sup> по  $\alpha$ ,  $p3n$ - или  $d$ ,  $2n$ -реакциям, испускают  $\beta$ -частицы с образованием изобарных изотопов элемента 94, названного плутонием, Pu, в честь планеты Плутона, расположенной в солнечной системе после Нептуна. Эти изотопы, Pu<sup>238</sup> и Pu<sup>239</sup>, являются сравнительно долгоживущими  $\alpha$ -излучателями; они впервые были подробно исследованы Макмилланом, Сиборгом, Сегре, Валем и Кеннеди. Pu<sup>239</sup> имеет особое практическое значение, так как склонен к реакции деления под действием быстрых и медленных нейтронов.

Последующие исследования, осуществленные главным образом Сиборгом и его сотр. [31], показали, что путем проведения ядерных реакций различных типов с более легкими трансурановыми элементами можно синтезировать элементы с атомными номерами вплоть до 103. Химические свойства каждого искусственно полученного трансуранового элемента исследовались сначала ультрамикрхимическими методами: в настоящее время элементы с атомными номерами вплоть до 98 получены в весовых количествах. Примером исключительной сложности ультрамикрхимических методов, разработанных для получения трансурановых элементов и исследования их свойств, можно считать получение [32] менделевия — элемента 101 ( $_{101}\text{Md}$ ).

Элемент 101 был впервые получен бомбардировкой  $\alpha$ -частицами мишени, представлявшей собой золотую фольгу площадью около 0,05 см<sup>2</sup>, на поверхности которой находилось примерно 10<sup>9</sup> атомов  $_{99}\text{Es}^{253}(t_{1/2} = 20 \text{ дней})$ . Атомы  $_{99}\text{Es}^{253}$ , вступившие в реакцию с  $\alpha$ -частицами, получали достаточную энергию и вырывались из мишени. Таким путем атомы, претерпевшие ядерное превращение, выделялись из вещества мишени и задерживались второй фольгой из золота, находящейся рядом с фольгой-мишенью. Собирающую фольгу растворяли и отделяли золото от продуктов ядерной реакции путем поглощения из 6 M раствора HCl на анионите. Трансурановые элементы, оставшиеся в растворе, разделяли вымыванием с катионита солями  $\alpha$ -оксиизомасляной кислоты. Фракция, которая вымывалась непосредственно перед фракцией, содержащей  $_{100}\text{Fm}^{256}$ , должна была содержать элемент 101; в этой фракции были обнаружены радиоактивные продукты, распадающиеся в результате спонтанного деления. Таким образом, было установлено, что эта активность обусловлена элементом 101 или одним из продуктов его распада. Образование элемента 101 было установлено на основании наблюдения всего 17 актов спонтанного деления в ходе нескольких отдельных экспериментов. Следовательно, описанные химические методы выделения менделевия позволили идентифицировать этот элемент, полученный в количестве менее ста атомов.

**Группа актиноидов\***. Трансурановые элементы (по крайней мере включая калифорний), а также уран и торий при осаждении ведут себя одинаково, если они находятся в одном и том же валентном состоянии, однако

\* Синтезированный советскими учеными в 1964 г. элемент 104 — курчатовий (см. стр. 32) является первым трансактиноидом. Как показали в 1966 г. в Дубне И. Звара и его сотрудники, этот элемент по своим химическим свойствам аналогичен гафнию. — *Прим. ред.*

способность к образованию различных валентных состояний у этих элементов существенно различна. Сиборг [33] выдвинул достаточно обоснованную гипотезу о существовании новой группы редких земель, которая начинается с актиния (номер 89), причем для следующих за ним элементов происходит заполнение электронной оболочки  $5f$ . Эта группа аналогична группе лантаноидов, начинающейся с лантана (номер 57), в которой электронная оболочка  $4f$  заполняется у последующих 14 элементов. Существование такой группы актиноидов подтверждается следующими фактами: 1) актиний является химическим аналогом лантана; 2) четырехвалентный церий сходен по свойствам с четырехвалентным торием; 3) легкость удаления более чем трех электронов уменьшается от урана к кюрию. Существование второй группы редкоземельных элементов подтверждается также спектроскопическими и кристаллографическими данными, значениями магнитной восприимчивости и последовательностью вымывания элементов из ионообменных смол.

Очевидно, что эта новая группа отличается от известной группы лантаноидов в том отношении, что соседние элементы больше отличаются друг от друга. Разделение редкоземельных элементов в большинстве случаев можно осуществить только путем многократного фракционирования или, еще лучше, адсорбцией на ионитах и последующим элюированием. Элементы 89—95 могут быть разделены путем окислительно-восстановительных процессов, однако разделение элементов 95—103 лучше всего проводить методами ионного обмена, как указано в гл. XII, раздел Г. Исходя из актиноидной гипотезы следует ожидать, что кюрий по аналогии с гадолинием, находясь в трехвалентном состоянии, должен проявлять устойчивость к окислению и восстановлению, так как структуры  $5f^7$  и  $4f^7$  с одним электроном в каждой из семи  $f$ -подоболочек исключительно устойчивы. Действительно, было установлено, что в растворе кюриев существует только в трехвалентном состоянии. Можно предположить, что америций по аналогии с европием должен восстанавливаться до двухвалентного состояния. Берклий, обладающий конфигурацией  $5f^8$ , возможно, будет окисляться в среде, являющейся сильным окислителем, причем ион  $Vk^{3+}$ , обычно присутствующий в растворе, должен переходить в  $Vk^{4+}$ ; потенциал этой пары равен примерно  $-1,6$  в.

Следует упомянуть о некоторых трудностях, возникающих при работе с веществами, подобными  $Sm^{242}$ , не связанных с затруднениями, неизбежными при любой работе с ультрамикрочколичествами вещества. Тяжелые короткоживущие  $\alpha$ -излучатели исключительно вредны с точки зрения радиоактивного отравления. Попадание внутрь организма всего лишь нескольких микрограммов этих веществ может вызвать опасные заболевания. Кроме того, высокая интенсивность  $\alpha$ -излучения концентрированных образцов, по-видимому, оказывает влияние на протекание химических реакций; препараты кюрия, например, светятся в темноте. Действительно, можно показать, что в отсутствие охлаждения интенсивность выделения энергии окажется настолько большой, что  $0,1$  М раствор  $Sm^{242}$  нагреется до кипения за 15 сек и полностью испарится примерно за 2 мин. Открытие более долгоживущих изотопов трансурановых элементов позволяет избежать затруднений такого рода или существенно уменьшить их.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Может ли произойти почти полный обмен между членами каждой из указанных ниже пар в течение одного часа при комнатной температуре? Каков механизм обмена?

- а)  $\text{Hg}^{2+}$ , очень тонко диспергированная ртуть,  
 б)  $\text{Cr}^*\text{O}_4^{2-}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ ,  
 в)  $\text{Hg}^*(\text{CH}_3)_2$ ,  $\text{Hg}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ ,  
 г)  $\text{Cr}^*\text{O}_3^-$ ,  $\text{CrO}_2^-$ ,  
 д)  $\text{Cl}_3\text{I}^*$ ,  $\text{C}_6\text{F}_5\text{I}$ ,  
 е)  $\text{H}_2\text{O}^*$ ,  $\text{H}_2\text{SeO}_3$ .

2. При исследовании окисления фумаровой кислоты (см. стр. 204) Аллен и Рубен определяли удельные активности исходной кислоты, выделяющегося  $\text{CO}_2$  и остаточной муравьиной кислоты. Если в 6 час. активность  $\text{C}^{14}$  в исходной фумаровой кислоте составляла 20 000 *имп/мин* на 1 мг углерода, то какова будет удельная активность  $\text{CO}_2$ , измеренная в 7 час. 22 мин., и удельная активность  $\text{HCOOH}$ , измеренная в 8 час. 30 мин.? Какова должна быть активность  $\text{KC}^*\text{N}$  (на 1 мг углерода), использованного для синтеза фумаровой кислоты из дихлорэтилена? Значение активности  $\text{KC}^*\text{N}$  привести к 6 час.

*Ответ на последний вопрос: 40 000 имп/мин·мг.*

3. Требуется определить количество пенициллина в смеси. К исследуемому образцу добавляют 10,0 мг пенициллина удельной активности 0,405 *мккюри/мг* (полученного, например, с помощью биосинтеза). Из этой смеси выделено всего 0,35 мг чистого кристаллического пенициллина с удельной активностью 0,035 *мккюри/мг*. Каково содержание пенициллина в исходном образце?

4. Процесс обмена между  $\text{I}_2^*$  и  $\text{IO}_3^-$  исследовали при следующих условиях:  $(\text{I}_2) = 0,00050 \text{ M}$ ,  $(\text{HIO}_3) = 0,00100 \text{ M}$ ,  $(\text{HClO}_4) = 1,00 \text{ M}$  при  $50^\circ$ . Через определенные промежутки времени отбирались образцы, и путем измерения  $\gamma$ -излучения определялась общая активность  $(\text{I}_2 + \text{IO}_3^-)$ . Активности, приведенные к моменту времени  $t = 0$  на основании периода полураспада  $\text{I}^{131}$ , равного 8 дням, даны в рассматриваемой ниже таблице в графе «Исправленная суммарная активность». Фракции  $\text{I}_2$  удаляли путем экстракции четыреххлористым углеродом, а остаточную активность  $(\text{IO}_3^-)$  измерили и исправляли с учетом распада таким же образом, как указано выше. Эти величины приведены в графе «Исправленная активность  $\text{IO}_3^-$ ».

Время, час	Исправленная суммарная активность	Исправленная активность $\text{IO}_3^-$
0,9	1680	$9,9 \pm 3,0$
19,1	1672	$107 \pm 4,1$
47,3	1620	$246 \pm 6,6$
92,8	1653	$438 \pm 9,4$
169,2	1683	$610 \pm 13$
$\infty$	1640	$819 \pm 9,8$

Определите время полуобмена  $T_{1/2}$  и скорость обмена  $R$ .

*Ответы:  $T_{1/2} = 90,6 \text{ час}$ ;  $R = 3,83 \cdot 10^{-6} \text{ моль/л·час}$ .*

5. Опыт, описанный в упражнении 4, был повторен, с той разницей, что  $(\text{I}_2) = 0,00100 \text{ M}$ . Результаты приведены в аналогичной таблице.

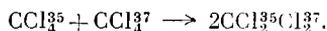
Время, час	Исправленная суммарная активность	Исправленная активность $\text{IO}_3^-$
0,9	1717	$7,6 \pm 2,7$
19,1	1483	$70,1 \pm 3,6$
47,3	1548	$178 \pm 5,2$
92,8	1612	$305 \pm 7,3$
169,2	1587	$413 \pm 9,8$
$\infty$	1592	$534 \pm 5,7$

Определите  $T_{1/2}$  и  $R$  при этих условиях. Каково значение порядка реакции по отношению к  $I_2$ ? *Примечание:* не удивляйтесь, если значение порядка реакции окажется не целочисленным. По данным Майерса и Кеннеди [34], в случае реакции обмена этот порядок удовлетворяет следующему уравнению для скорости реакции  $R = k(I^-)(H^+)^3(IO_3^-)^2$ .

6. Оцените чувствительность метода активационного анализа для определения а) мышьяка, б) диспрозия при потоке  $1 \cdot 10^{11}$  нейтронов/см<sup>2</sup>сек.

7. Бромат-ион, кислород которого обогащен изотопом  $O^{18}$  до 1,13%, реагирует с избытком сернистой кислоты в растворе воды обычного изотопного состава. При анализе кислорода, входящего в состав сульфата, образовавшегося при реакции, было показано, что содержание изотопа  $O^{18}$  составляет 0,314%. Каково среднее число атомов кислорода из трех, образующих ион  $BrO_3^-$ , вошло в состав иона  $SO_4^{2-}$ ?  
*Ответ:* 1,4.

8. Пренебрегая фракционированием изотопов, определите константу равновесия данной реакции



*Ответ:* 36.

9. Какова энергия отдачи, сообщаемая атому  $Tc^{129}$  при испускании электрона конверсии с энергией 74 кэв? (Используйте релятивистское выражение для энергии электрона.)

*Ответ:* 0,34 эв.

10. Укажите, какие доступные соединения железа, ртути и технеция можно использовать в процессах Сцилларда — Чалмерса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sutin N., Electron Exchange Reactions, Ann. Rev. Nucl. Sci., **12**, 285 (1962).
2. Taube H., Application of Oxygen Isotopes in Chemical Studies, Ann. Rev. Nucl. Sci., **6**, 277 (1956).
3. Swift T., Connick R., NMR-Relaxation Mechanism of  $O^{17}$  in Aqueous Solutions of Paramagnetic Cations and the Lifetime of Water Molecules in the First Coordination Sphere, J. Chem. Phys., **37**, 307 (1962).
4. Vilee C. A., Radioisotopes in Biochemical and Medical Research, Ann. Rev. Nucl. Sci., **1**, 325 (1952).
5. Davidson N., Statistical Mechanics, Chapter 9, McGraw-Hill, New York, 1962.
6. Bigeleisen J., Mayer M. G., Calculation of Equilibrium Constants for Isotopic Exchange Reactions, J. Chem. Phys., **15**, 261 (1947).
7. Johns J. F., Isotope Separation by Multistage Methods, Progress in Nuclear Physics, Vol. 6 (O. R. Frisch, Editor), Pergamon, New York, 1957.
8. Spindel W., Taylor T. I., Preparation of 99,8% Nitrogen-15 by Chemical Exchange, J. Chem. Phys., **24**, 625 (1956).
9. Sutin N., Rowley J. K., Dodson R. W., Chloride Complexes of Iron (III) Ions and the Kinetics of the Chloride-catalyzed Exchange Reaction between Iron (II) and Iron (III) in Light and Heavy Water, J. Phys. Chem., **65**, 1248 (1961).
10. Bigeleisen J., The Relative Reaction Velocities of Isotopic Molecules, J. Chem. Phys., **17**, 675 (1949).
11. Bigeleisen J., Wolfsberg M., Isotop Effects in Chemical Kinetics, Advances in Chemical Physics, Vol. I (I. Prigogine, Editor), Interscience, New York, 1958.
12. Меландер Л., Изотопные эффекты в скоростях реакций, «Мир», М., 1964.
13. Inghram M., Stable Isotope Dilution as an Analytical Tool, Ann. Rev. Nucl. Sci., **4**, 81 (1954).
14. Hintenberger H., High-Sensitivity Mass Spectroscopy in Nuclear Studies, Ann. Rev. Nucl. Sci., **12**, 435 (1962).
15. Saure E., Methods and Applications of Activation Analysis, Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 145—162 (1963).

16. Harbottle G., Sutin N., The Szilard — Chalmers Reaction in Solids, *Advances in Inorganic Chemistry and Radiochemistry*, Vol. 1 (H. J. Emeleus and A. G. Sharpe, Editors), Academic, New York, 1959, pp. 267.
17. McKay H. A. C., The Szilard — Chalmers Process, *Progress in Nuclear Physics*, Vol. 1 (O. R. Frisch, Editor), Pergamon, London, 1950.
18. Валь А., Боннер Н., Использование радиоактивности при химических исследованиях, ИЛ, 1954.
19. Willard J. E., Chemical Effects of Nuclear Transformations, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **3**, 193 (1953).
20. Wolf A. P., Labeling of Organic Compounds by Recoil Methods, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 259 (1960).
21. Estrup P. J., Wolfgang R., Kinetic Theory of Hot Atom Reactions: Application to the System  $H + CH_4$ , *J. Am. Chem. Soc.*, **82**, 2665 (1960).
22. Miller J. M., Gryder J. W., Dodson R. W., Reactions of Recoil Atoms in Liquids, *J. Chem. Phys.*, **18**, 579 (1950).
23. Libby W. F., Chemistry of Energetic Atoms Produced by Nuclear Reactions, *J. Am. Chem. Soc.*, **69**, 2523 (1947).
24. Miller J. M., Dodson R. W., Chemical Reactions of Energetic Chlorine Atoms Produced by Neutron Capture in Liquid Systems, *J. Chem. Phys.*, **18**, 865 (1950).
25. Perlman M. L., Miskel J. A., Average Charge on the Daughter Atom Produced in the Decay of  $Ar^{37}$  and  $Xe^{131m}$ , *Phys. Rev.*, **91**, 899 (1953).
26. Perrier C., Segré E., Some Chemical Properties of Element 43, *J. Chem. Phys.*, **5**, 715 (1937); **7**, 155 (1939).
27. Corson D. R., MacKenzie K. R., Segré E., Possible Production of Radioactive Isotopes of Element 85, *Phys. Rev.*, **57**, 459 (1940).
28. Anders E., Technetium and Astatine Chemistry, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9**, 203 (1959).
29. Marinsky J. A., Glendenin L. E., Coryell C. D., The Chemical Identification of Radioisotopes of Neodymium and of Element 61, *J. Am. Chem. Soc.*, **69**, 273 (1947).
30. McMillan E. M., Abelson P., Radioactive Element 93, *Phys. Rev.*, **57**, 1185 (1940).
31. Сиборг Г. Т., Искусственные трансурановые элементы, М., Атомиздат, 1965.
32. Ghiorso A., Harvey B. G., Choppin G. R., Thompson S. G., Seaborg G. T., New Element Mendelevium, Atomic Number 101, *Phys. Rev.*, **98**, 1518 (1955).
33. Сиборг Г., Кан Дж., Актиниды, М., 1955.
34. Myers O. E., Kennedy J. W., *J. Am. Chem. Soc.*, **72**, 897 (1950).

## Процессы радиоактивного распада

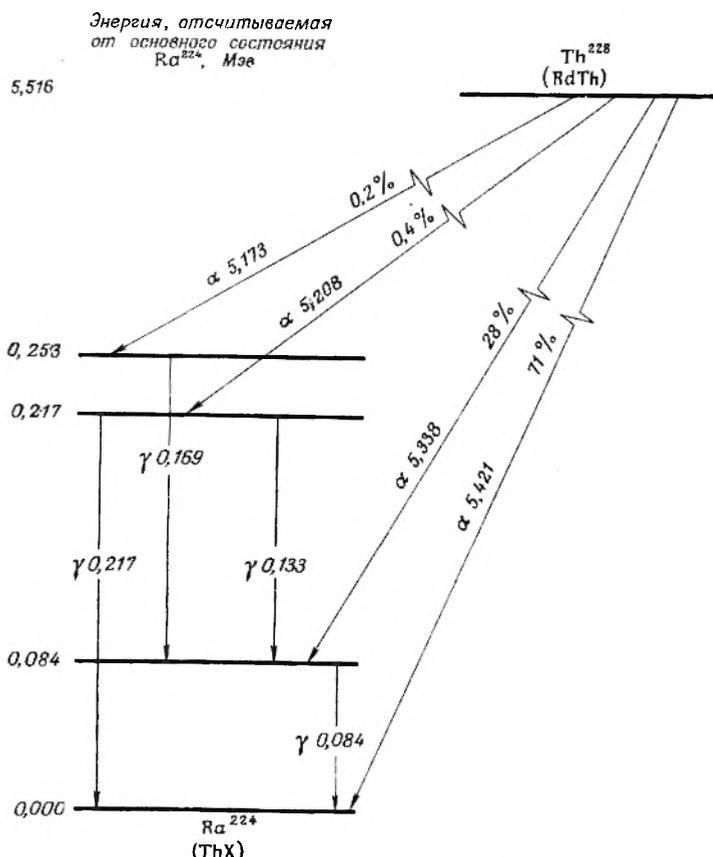
При рассмотрении вопроса об энергиях связи (гл. II) было сформулировано условие устойчивости атомного ядра по отношению к спонтанному (радиоактивному) распаду: ядро оказывается энергетически устойчивым к данному типу распада (например, испусканию  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц или спонтанному делению), если его масса меньше суммы масс продуктов, возникающих при ядерном превращении. Из этого условия непосредственно следует, что все ядра с  $A \geq 100$  неустойчивы к расщеплению на два осколка с приблизительно равными массами и все ядра с  $A \geq 140$  неустойчивы по отношению к  $\alpha$ -распаду. Эти зависимости, а также энергетика процессов  $\beta$ -распада рассматривались в свете представлений о свойствах поверхности ядерной энергии, обусловленных в свою очередь взаимодействием различных членов в уравнении энергии связи [см. уравнение (3) гл. II]: объемной энергии, поверхностного и кулоновского членов, а также членов, учитывающих влияние симметрии и энергию образования пар нуклонов. Однако указание на термодинамическую неустойчивость не может полностью охарактеризовать ядерную систему, как и химическую. При рассмотрении любой энергетически *неустойчивой* системы необходимо принимать во внимание также и скорости протекания возможных процессов, так как термодинамически неустойчивая система во многих случаях может рассматриваться как вполне стабильная. Примером этого могут служить ядра с  $A > 140$ , называемые стабильными. Таким образом, весьма важной характеристикой радиоактивного распада является *скорость* распада, или период полураспада.

Настоящая глава посвящена главным образом рассмотрению влияния различных факторов на скорость радиоактивного распада ядер. Попытаемся изложить основы теории, описывающей скорость радиоактивных процессов в зависимости от изменения энергии ( $\Delta E$ ), спина ( $\Delta I$ ) и четности ( $\Delta \Pi$ ) при распаде. Полученные зависимости будут сопоставлены с экспериментальными данными. Помимо объяснения свойств самих процессов распада, коснемся также тех сведений о свойствах энергетических уровней ядер (расстояние между уровнями, спины, четность\*), которые могут быть получены при изучении радиоактивного распада и крайне необходимы для систематического изучения ядерных свойств и построения различных моделей атомного ядра, обсуждаемых в гл. IX. Само собой разумеется, что разработка и проверка каждой из этих моделей в свою очередь стимулировала проведение большого числа работ по ядерной спектроскопии.

\* Обозначения  $I+$  (или  $I--$ ) употребляются для характеристики спинов  $I$ , а также четных (или нечетных) состояний.

А.  $\alpha$ -РАСПАД

**Спектры  $\alpha$ -частиц.** В течение трех десятилетий, последовавших за открытием радиоактивности, было получено большое количество экспериментальных сведений о процессе  $\alpha$ -распада. Объектами исследования служили многочисленные члены трех природных радиоактивных семейств,



Р и с. 42. Схема энергетических уровней ядра  ${}_{88}Ra^{224}$ , составленная на основании исследования спектра  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения  ${}_{90}Th^{228}$ . Все значения энергии указаны в Мэв. Для  $\alpha$ -частиц приводятся величины кинетической энергии, а не полной энергии распада.

периоды полураспада которых различаются в чрезвычайно широких пределах. Как отмечалось в гл. I, идентичность  $\alpha$ -частиц и ионов гелия была доказана еще в 1903 г. Вскоре после этого было обнаружено, что спектр  $\alpha$ -частиц имеет моноэнергетический характер. Первоначально предполагали, что все  $\alpha$ -частицы, испускаемые определенным видом радиоактивных атомов, обладают одинаковой энергией; только в 1929 г. было показано, что спектры  $\alpha$ -излучения имеют так называемую тонкую структуру. Это явление так долго оставалось незамеченным вследствие того, что вероятность распада очень сильно зависит от его энергии (как это будет показано ниже) и оказывается максимальной для перехода в основное

состояние дочернего ядра. Вероятности переходов даже в самые низколежащие возбужденные состояния обычно уже значительно меньше; до применения магнитной спектрометрии эти переходы не удавалось выделить на фоне преобладающих переходов в основные состояния.

Непрерывное совершенствование аналитических и измерительных методов начиная с 30-х годов, а также пополнение сравнительно небольшого числа ранее известных природных  $\alpha$ -излучателей примерно двумястами искусственно полученными обеспечили интенсивное нарастание объема информации об  $\alpha$ -распаде. На основании данных об энергиях различных групп  $\alpha$ -частиц оказалось возможным построить схему энергетических уровней ядра дочернего продукта. Наблюдение  $\gamma$ -квантов с энергиями, соответствующими разностям энергий распада с испусканием наблюдаемых групп  $\alpha$ -частиц\*, и сопоставление интенсивностей разных групп  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения дает дополнительный материал для уточнения схем ядерных уровней. В качестве примера на рис. 42 дана схема ядерных уровней  $\text{Ra}^{224}$ , образующегося при  $\alpha$ -распаде  $\text{Th}^{228}$ . В данном случае нас не будут интересовать относительные интенсивности  $\gamma$ -переходов с того или иного энергетического уровня ядер; правила отбора, относящиеся к  $\gamma$ -переходам, рассмотрены в разделе  $\Gamma^{**}$ .

**Проникновение через потенциальные барьеры.** Наиболее высокая энергия, выделяющаяся при  $\alpha$ -распаде (11,7 *Мэв*), была отмечена для  $\text{Po}^{212m}$ . Для  $\alpha$ -частиц самария характерно одно из наиболее низких значений энергии (2,0 *Мэв*). Большинство природных излучателей испускает  $\alpha$ -частицы с энергиями в пределах 4—8 *Мэв*.

Этот относительно небольшой интервал энергий распада связан с чрезвычайно большим различием в периодах полураспада (от долей микросекунды до десятков миллиардов лет). В 1906 г. Резерфорд установил, что росту энергии, выделяющейся при испускании  $\alpha$ -частицы, соответствует убывание периодов полураспада. Первое количественное выражение для этой зависимости было дано в 1911 г. известным правилом Гейгера — Неттола [1], связывающим постоянную распада с пробегом  $\alpha$ -частицы в воздухе:

$$\lg \lambda = a + b \lg r, \quad (1)$$

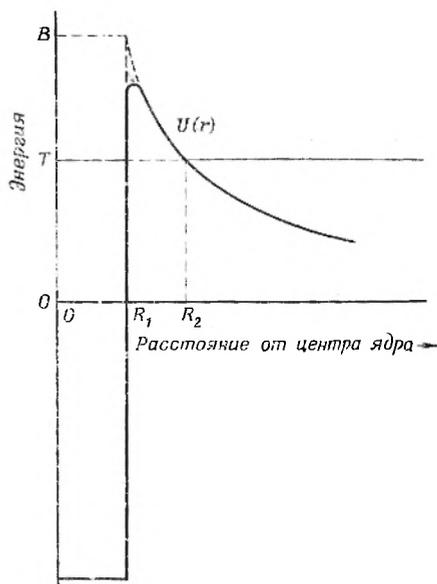
где  $b$  — постоянная величина, а  $a$  принимает различные значения для трех радиоактивных семейств. Используя зависимость, связывающие пробег частицы  $r$  с ее энергией  $E$  или скоростью  $v$ , уравнение (1) можно заменить рядом аналогичных выражений (но с другими численными значениями коэффициентов), связывающих  $\lambda$  с  $E$  или  $v$ . Правило Гейгера — Неттола хорошо передает опытные данные для природных радиоактивных семейств\*\*\* [2], хотя различие в значениях  $\lambda$  для отдельных членов этих

\* Напомним, что полная энергия, выделяемая при  $\alpha$ -распаде, равна сумме кинетических энергий  $\alpha$ -частицы и ядра отдачи (гл. II, раздел Д).

\*\* Интересное явление несколько другого характера наблюдается для продуктов  $\beta$ -превращения тория-С и радия-С. В этом случае некоторые возбужденные состояния тория-С' ( $\text{Po}^{212}$ ) и радия-С' ( $\text{Po}^{214}$ ) так неустойчивы по отношению к  $\alpha$ -распаду, что данный процесс может конкурировать с испусканием  $\gamma$ -квантов. При этом излучаются так называемые длиннопробежные  $\alpha$ -частицы тория-С' и радия-С' с энергиями до 10,5 *Мэв*. Значения парциальных периодов полураспада при испускании  $\alpha$ -частиц и отношения количеств испускаемых источником  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов позволяют определить постоянные распада возбужденных состояний тория-С' и радия-С' при испускании  $\gamma$ -квантов.

\*\*\* Менее точным оказывается выполнение правила Гейгера — Неттола в пределах всех  $\alpha$ -радиоактивных изотопов, включая и искусственно полученные.

семейств достигает  $10^{15}$ . Однако до 1928 г. не было дано теоретического объяснения такой резкой зависимости константы распада от выделяемой энергии (в соответствии с правилом Гейгера — Неттола  $\lambda$  изменяется примерно как  $E^{90}$ ). До появления квантовой механики загадочной казалась сама возможность вылета из ядра  $\alpha$ -частиц с энергиями, значительно уступающими высоте потенциальных барьеров, которые, как это было доказано, окружают ядра  $\alpha$ -излучателей. Например, опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц ThC' (с энергией 8,78 Мэв) на уране показывают, что вблизи ядра урана не наблюдается отклонений от закона Кулона по крайней мере до 8,78 Мэв; тем не менее  $U^{238}$  испускает  $\alpha$ -частицы с энергией 4,2 Мэв. Как же



Р и с. 43. Потенциальная энергия вблизи ядра

эти частицы проникают через потенциальный барьер, который составляет минимум 8,78 Мэв (а в действительности даже несколько выше)?

Ответ на этот вопрос был получен при квантовомеханическом рассмотрении этой проблемы, проведенном в 1928 г. Гамовым и независимо от него Герни и Кондоном [3, 4]. Для  $\alpha$ -частицы с энергией  $E$ , находящейся внутри потенциальной ямы ядра, составлялось и решалось волновое уравнение Шрёдингера. Волновая функция, описывающая  $\alpha$ -частицу на границе потенциального барьера ( $R_1$  на рис. 43), не обращается в нуль и сохраняет определенное, хотя и малое значение за пределами расстояния, равного  $R_1$ . Используя в качестве граничных условий непрерывность волновой функции и ее первой производной при  $R_1$  и  $R_2$ , можно решить волновое уравнение для области между  $R_1$  и  $R_2$ , т. е. под барьером, где потенциальная энергия превышает полную кинетическую энергию  $T$  (сумму кинетических энергий  $\alpha$ -частицы и ядра отдачи). Вероятность  $P$  того, что  $\alpha$ -частица массы  $M_\alpha$  проникнет в эту область, так называемый фактор барьерной проницаемости, задается значением квадрата волновой функции и оказывается равной

$$P = \exp \left( -\frac{4\pi}{h} \sqrt{2M} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{U(r) - T} dr \right), \quad (2)$$

где

$$M = \frac{M_\alpha M_R}{M_\alpha + M_R}$$

— приведенная масса  $\alpha$ -частицы и ядра отдачи. (Вывод уравнения (2) см., например, в работе [5], стр. 45—74.) Из выражения (2) следует, что вероятность проникновения через барьер экспоненциально уменьшается с увеличением значения интеграла, т. е. с увеличением высоты и ширины барьера. (Чем выше барьер, тем больше разность  $U(r) - T$ , и чем шире барьер, тем больше длина промежутка интегрирования.)

Постоянную распада  $\lambda$  можно рассматривать как произведение  $P$  и  $f$  (последняя является частотой соударений  $\alpha$ -частиц с потенциальным барьером). Порядок величины  $f$  можно определить следующим образом. Допустим, что внутри ядра длина волны де Бройля  $h/Mv$  для  $\alpha$ -частицы со скоростью  $v$  и импульсом  $Mv$  сравнима\* по величине с  $R_1$ , т. е.

$$\frac{h}{Mv} \cong R_1, \quad \text{или} \quad v \cong \frac{h}{MR_1}.$$

Если предположить, что  $\alpha$ -частица осциллирует между стенками потенциальной ямы, отталкиваясь то от одной, то от другой из них, можно записать

$$f = \frac{v}{2R_1}, \quad \text{или} \quad f \cong \frac{h}{2MR_1^2}.$$

Следовательно, константа распада

$$\lambda \cong \frac{h}{2MR_1^2} \exp \left[ -\frac{4\pi}{h} \sqrt{2M} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{U(r) - T} dr \right]. \quad (3)$$

Более строгие методы расчета позволяют получить большую точность в выражениях для  $f$  и  $\lambda$ .

В некоторых случаях, когда потенциальная энергия  $U(r)$  описывается достаточно простой зависимостью, интеграл в показателе степени уравнения (2) может быть взят в конечном виде. Это позволяет выразить  $\lambda$  как явную функцию от  $R_1, Z$  и  $E$ . При более правдоподобных допущениях о форме потенциала ядра, усложняющих зависимость  $U(r)$ , для решения уравнения (2) следует применять численное интегрирование.

Для прямоугольной потенциальной ямы радиуса  $R_1$  и кулоновского потенциала\*\*  $U(r) = Zze^2/r$  при  $r > R_1$  (пунктирная линия на рис. 43) интеграл в уравнениях (2) и (3) можно представить в виде выражения

$$I = \int_{R_1}^{R_2} (Zze^2 - Tr)^{1/2} \frac{dr}{r^{1/2}}, \quad (4)$$

\* Напомним, что в данном случае оценивается только порядок величины.

\*\* Заметим, что в этом случае  $Z$  — атомный номер дочернего ядра. Однако  $R_1$  нельзя рассматривать как радиус дочернего ядра. Это скорее эффективный радиус, соответствующий максимуму потенциальной энергии  $U(r)$  и включающий некоторый вклад  $\rho_\alpha$ , обусловленный собственными размерами  $\alpha$ -частицы. Величина  $\rho_\alpha$  была определена (см. работу [22]) при изучении функций возбуждения для реакций, протекающих под действием  $\alpha$ -частиц, и оказалась равной  $1,2 \cdot 10^{-13}$  см. Данные о реакциях под действием  $\alpha$ -частиц, как и характеристики  $\alpha$ -распада, позволяют изучать проникновение  $\alpha$ -частиц сквозь потенциальный барьер и притом применимы для более широкого, чем у природных  $\alpha$ -излучателей, интервала значений  $Z$  и  $R$ , так что они дают возможность получить более точные сведения о  $\rho_\alpha$ .

которое при подстановках  $x = r^{1/2}$  и  $a^2 = Zze^2/T$  принимает форму, удобную для интегрирования,  $2\sqrt{T} \int_{\sqrt{R_1}}^{\sqrt{R_2}} \sqrt{a^2 - x^2} dx$ ; решение последнего дает

$$I = \sqrt{T} \left[ x(a^2 - x^2)^{1/2} + a^2 \sin^{-1} \frac{x}{a} \right]_{\sqrt{R_1}}^{\sqrt{R_2}}. \quad (4a)$$

Значения радиусов  $R_1$  и  $R_2$  можно получить из выражений для полной кинетической энергии  $T$  и высоты барьера  $B$  (см. рис. 43):

$$T = \frac{Zze^2}{R_2} \quad \text{и} \quad B = \frac{Zze^2}{R_1}.$$

После подстановки пределов интегрирования и некоторых алгебраических преобразований имеем

$$I = \frac{Zze^2}{\sqrt{T}} \left[ \cos^{-1} \left( \frac{T}{B} \right)^{1/2} - \left( \frac{T}{B} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T}{B} \right)^{1/2} \right]. \quad (5)$$

Наконец, имея в виду, что  $T = 1/2 Mv^2$ , и подставляя уравнение (5) в уравнение (3), получаем

$$\lambda \cong \frac{h}{2Mv} \exp \left\{ -\frac{8\pi Zze^2}{hv} \left[ \cos^{-1} \left( \frac{T}{B} \right)^{1/2} - \left( \frac{T}{B} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T}{B} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (6)$$

Теория, выдвинутая Гамовым, Герни и Кондоном, получила блестящее подтверждение на практике. Для примера приведем в табл. 13

Таблица 13

*Сравнение постоянных распада, рассчитанных по уравнению (6), с экспериментальными данными*

$\alpha$ -Излучатель	$T$ , Мэв	$R_1 \cdot 10^{13}$ см. <sup>3</sup> )	$\lambda_{\text{расч}}$ , сек <sup>-1</sup>	$\lambda_{\text{эксп}}$ <sup>б)</sup> , сек <sup>-1</sup>
Th <sup>232</sup>	4,077	9,142	$0,69 \cdot 10^{-18}$	$1,20 \cdot 10^{-18}$
Th <sup>230</sup>	4,765	9,118	$1,6 \cdot 10^{-13}$	$2,10 \cdot 10^{-13}$
Th <sup>228</sup>	5,518	9,095	$7,4 \cdot 10^{-9}$	$8,20 \cdot 10^{-9}$
Th <sup>226</sup>	6,444	9,072	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$
Fm <sup>254</sup>	7,315	9,390	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$5,05 \cdot 10^{-5}$
Po <sup>214</sup>	7,826	8,927	$4,5 \cdot 10^3$	$4,23 \cdot 10^3$
Po <sup>210</sup>	5,402	8,878	$9,6 \cdot 10^{-7}$	$5,80 \cdot 10^{-8}$
Sm <sup>146</sup>	2,62	7,982	$19 \cdot 10^{-16}$	$4,4 \cdot 10^{-16}$

<sup>а)</sup> Радиусы были рассчитаны по формуле  $R_1 = (1,30 A^{1/3} + 1,20) \cdot 10^{-13}$  см.

<sup>б)</sup> Приведенные значения  $\lambda$  являются парциальными константами распада только для  $\alpha$ -переходов в основные состояния.

несколько значений  $\lambda$ , рассчитанных по уравнению (6), и соответствующие величины, найденные экспериментально. Единственным параметром, величина которого в ходе расчетов выбиралась произвольно, был радиус  $R_1 = (1,30 A^{1/3} + 1,20) \cdot 10^{-13}$  см. Как следует из таблицы, рассчитанные и экспериментальные данные различаются не более чем в четыре раза для

всех  $\alpha$ -излучателей, за исключением  $\text{Po}^{210*}$ , хотя значения  $\lambda$  различаются более чем в  $10^{21}$  раз. Абсолютные значения  $\lambda_{\text{расч}}$  в большой степени зависят от выбранных значений ядерных радиусов, причем увеличение длины параметра  $r_0$  (умноженного на  $A^{1/3}$ ) всего на  $0,03 \cdot 10^{-13}$  см во всех случаях примерно удваивает значения  $\lambda$ . Тот факт, что уравнение (6) дает хорошее совпадение с экспериментальными данными при  $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$  см, не следует, однако, переоценивать в силу сугубой приближенности самих методов расчета, а именно: 1) предполагалось, что потенциал ядра можно представить в виде прямоугольной ямы, в то время как в действительности она имеет скорее размытые края; 2) значение эффективного радиуса  $\alpha$ -частицы  $\rho_\alpha$ , равного  $1,20 \cdot 10^{-13}$  см, было выбрано в известной степени произвольно; 3) предэкспоненциальный фактор был выведен на основании чрезмерно упрощенного предположения, что  $\alpha$ -частица как таковая уже существует и осциллирует в ядре («модель единого тела»). Важно отметить, что любое из сделанных допущений не изменяет в заметной степени характера зависимости  $\lambda$  от  $T$ , обусловленной главным образом экспоненциальной формой уравнения (6), однако оказывает заметное влияние на связь между  $\lambda$  и эффективным радиусом ядра  $R_1$ . Были сделаны многочисленные попытки применить усложненные модели и получить таким образом более надежные значения ядерных радиусов из данных по  $\alpha$ -распаду [2, 5]. Результаты, полученные отдельными авторами, несколько различаются ввиду того, что в основу расчетов были положены различные модели, однако все они могут быть представлены выражением типа

$$R_1 = r'_0 A^{1/3} \quad (7)$$

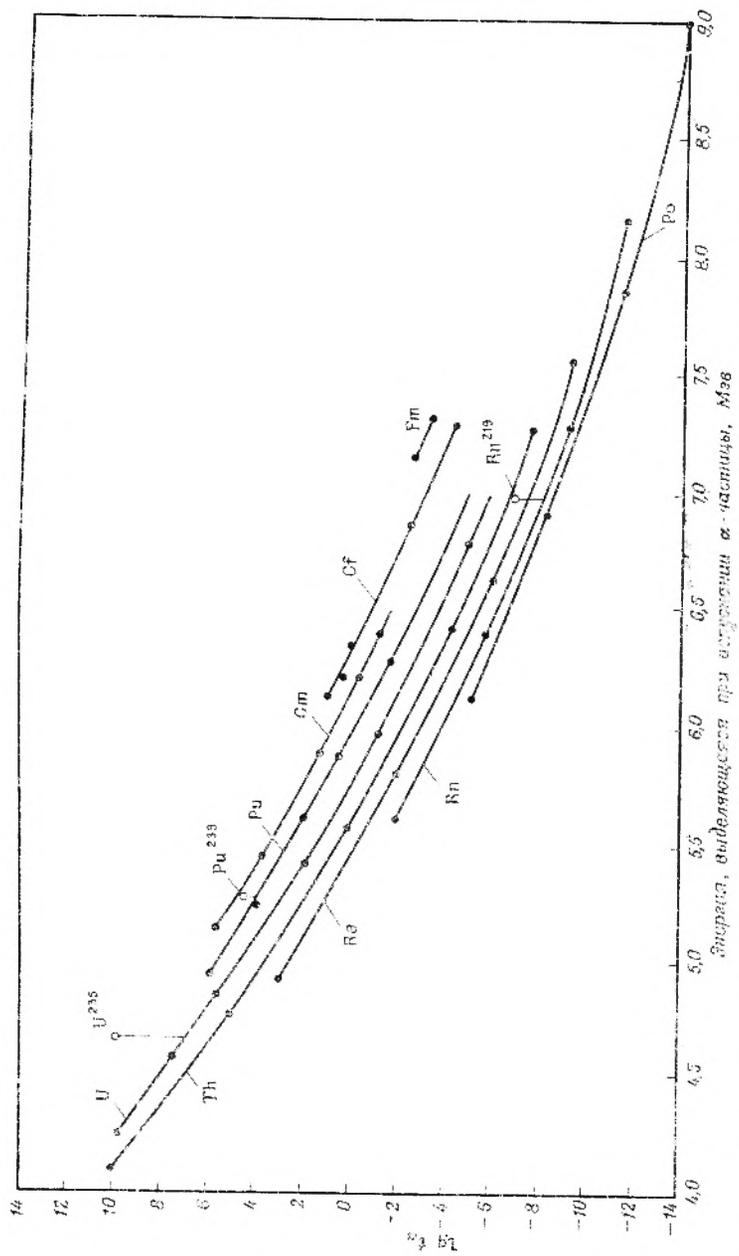
при значениях  $r'_0 = (1,45 - 1,57) \cdot 10^{-13}$  см или, несколько иначе,

$$R_1 = r_0 A^{1/3} + \rho_\alpha. \quad (8)$$

В этом случае  $r_0 = (1,25 - 1,4) \cdot 10^{-13}$  см,  $\rho_\alpha = 1,20 \cdot 10^{-13}$  см. Как уже отмечалось, существование заметных аномалий в зависимостях энергии от периода полураспада для ядер с  $Z = 82$  и  $N = 126$  можно объяснить уменьшением радиусов ядер с завершенными оболочками на несколько процентов по сравнению с величинами, предсказываемыми плавной зависимостью  $R$  от  $A$ , используемой в уравнениях (7) и (8).

**Задержанный  $\alpha$ -распад.** Все  $\alpha$ -излучатели, перечисленные в табл. 13, характеризуются четным  $Z$  и четным  $N$ , так что зависимость периода полураспада от энергии распада, предсказываемая упрощенной теорией проникновения через барьер, относится только к четно-четным  $\alpha$ -излучателям. Действительно, хорошее совпадение с экспериментально найденными значениями парциальных периодов полураспада получается только для переходов в основные и первые возбужденные состояния четно-четных ядер. Для всех других  $\alpha$ -переходов (переходы в более высоколежащие возбужденные состояния четно-четных ядер и большинство переходов в других типах ядер) скорости снижаются в некоторых случаях даже в 10 000 раз по сравнению с величиной, которая следовала бы из простых теоретических соображений. Это можно видеть на примере ядер с нечетными  $A$ ; точки, соответствующие этим ядрам, не укладываются на плав-

\* Особые свойства  $\text{Po}^{210}$  объясняются тем, что ядро этого изотопа содержит 126 нейтронов, а ядро дочернего продукта — 82 протона: оба эти числа отвечают особой устойчивости ядер, целиком заполненным нейтронным и протонным оболочкам и аномально малым радиусам.



Р и с. 44. Зависимость логарифма в парцеляльных периодах полураспада для чётно-чётных  $\alpha$ -излучателей. (Данные работы [6].) Экспериментальные точки, относящиеся к одному элементу, соединены линиями. Приведены несколько значений для нечётно-чётных ядер.

ных кривых зависимости  $\lg t_\alpha$  (парциальный период полураспада) от  $T$  для переходов в основные и первые возбужденные состояния четно-четных ядер (рис. 44). Плавные кривые соответствуют уравнению (6), причем  $R_1 = 1,51 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см.

Ввиду того что основные состояния четно-четных ядер имеют положительную четность и нулевой спин (первые возбужденные состояния также четны и характеризуются спином 2) и поскольку уравнение (6) было выведено без учета влияния угловых моментов (т. е. только для случая испускания  $\alpha$ -частиц с  $L = 0$ ), можно было бы попытаться приписать относительную медленность других  $\alpha$ -переходов изменениям углового момента или, другими словами, существованию помимо кулоновского барьера еще и центробежного. Однако так называемые коэффициенты задержки — отношения рассчитанных (для  $\Delta L = 0$ ) вероятностей перехода к наблюдаемым на опыте — настолько велики, что явление задержки распада нельзя объяснить влиянием угловых моментов\*.

Другое сделанное нами важное упрощающее допущение — сферическая форма всех ядер — как известно, не подтверждается для большинства  $\alpha$ -излучателей. Было выполнено значительное число работ, посвященных расчетам вероятностей  $\alpha$ -распада сфероидальных и деформированных ядер [2], однако эти попытки не привели пока к созданию полной теории задержки  $\alpha$ -распада. Тем не менее представляет интерес рассмотрение некоторых результатов экспериментальных работ.

Для четно-четных ядер коэффициенты задержки переходов в состояния  $4+$ ,  $6-$ ,  $8+$  и  $1-$ , а также в некоторые другие состояния с отрицательной четностью составляют от единицы до 12 000. Как правило, эти коэффициенты увеличиваются с ростом  $\Delta I$  и для некоторых переходов ( $0+ \rightarrow 4+$  и  $0+ \rightarrow 1-$ ) определенным образом меняются в зависимости от  $Z$  или  $A$ .

Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер картина еще более осложняется. Значения коэффициентов задержки  $\alpha$ -распада колеблются в пределах от единицы до  $\sim 3 \cdot 10^4$ , причем эти изменения не носят систематического характера. Одна из наиболее удивительных особенностей состоит в том, что переходы в основные состояния, особенно для сильно деформированных ядер с нечетным  $A$ , сильно задерживаются даже в том случае, если при этом не происходит изменения спина, тогда как переходы в возбужденные состояния обычно почти не замедляются. Например,  $\alpha$ -переходы  $\text{Am}^{241}$  ( $5/2-$ ) в основное и первое возбужденное состояния  $\text{Pr}^{237}$  ( $5/2+$  и  $7/2+$ ) характеризуются коэффициентами задержки около 500, в то время как преобладающий переход во второе возбужденное состояние [с энергией 60 кэв выше основного ( $5/2-$ )] почти не задерживается. Аналогично переходы четно-нечетного  $\text{U}^{235}$  в основное и первое возбужденное состояния  $\text{Th}^{231}$  замедляются примерно в тысячу раз (переход в основное состояние указан на рис. 44). Если бы не данное обстоятельство, этот важный радиоактивный изотоп оказался бы

\* Для  $\alpha$ -частицы, уносящей  $L$  единиц углового момента, фактор просачивания через барьер (2) следует видоизменить, подставляя вместо  $[(Zze^2/r) - T]^{1/2}$  выражение  $\{Zze^2/r + [L(L+1)/2Mr^2] \hbar^2 - T\}^{1/2}$ . Добавочный член мал, и интеграл может быть взят после соответствующего разложения в ряд квадратного корня [2]. Наряду с некоторым изменением вероятности прохождения через барьер, уменьшающейся с увеличением  $L$ , можно ожидать, что угловой момент будет оказывать влияние также на предэкспоненциальный член, характеризующий частоту столкновений с барьером; однако не только величина, но и направление действия этого эффекта меняются в зависимости от формы и глубины потенциальной ямы, принятых для того или иного случая (см. работу [2]).

настолько короткоживущим, что не сохранился бы в природе к настоящему времени. Существование больших коэффициентов задержки перехода в основное состояние заставляет иногда усомниться в том, действительно ли обнаружены именно такие переходы.

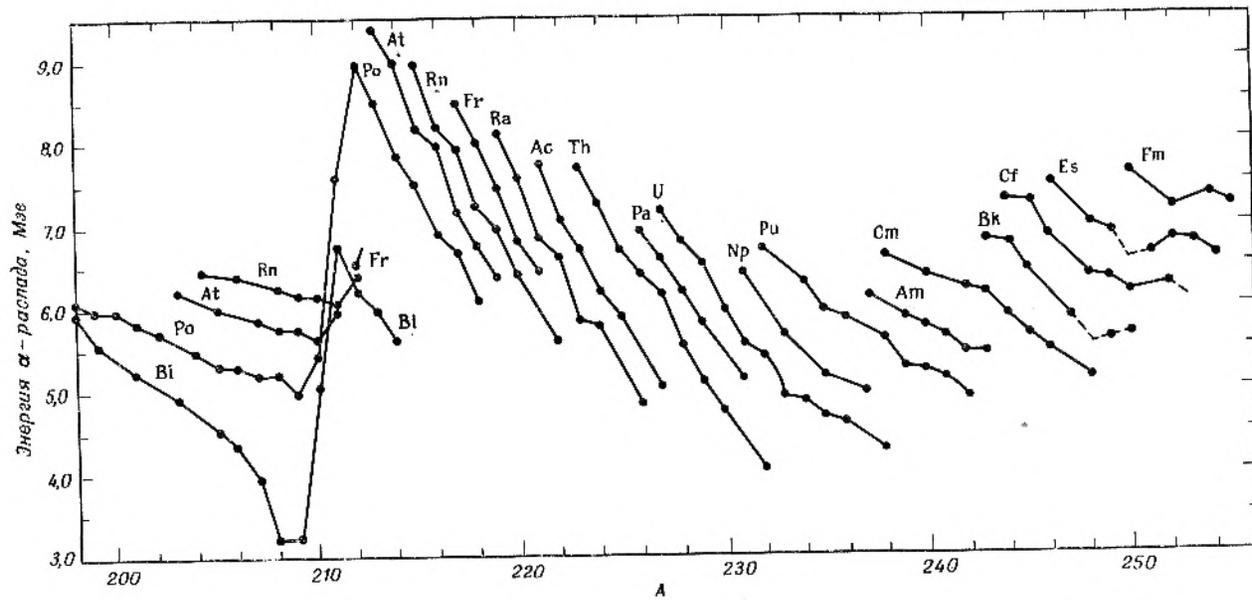
Качественное объяснение описанного явления было дано Перлманом, Гюрсо и Сиборгом [6]. Они предположили, что переход в основное состояние при радиоактивном распаде ядра, содержащего неспаренный нуклон в состоянии с наибольшей возможной энергией, может иметь место только в том случае, если этот нуклон становится частью  $\alpha$ -частицы и, следовательно, если происходит разрыв другой пары нуклонов. Такой путь образования  $\alpha$ -частицы значительно более затруднен, чем при построении ее из уже существующих пар нуклонов в четно-четных ядрах. По этой причине, быть может, и происходит наблюдаемое торможение  $\alpha$ -распада. Если, с другой стороны,  $\alpha$ -частица все же образуется из пар нуклонов, уже существующих в таком ядре, дочернее ядро должно получаться в возбужденном состоянии. Это, видимо, объясняет большую вероятность перехода в возбужденные состояния. Многие другие методы исследования, позволяющие получить подробные сведения о спинах, четности и других квантовых числах определенных энергетических состояний, между которыми происходят эти преобладающие переходы, по-видимому, подтверждают приведенное объяснение.

Несмотря на то что полная теория  $\alpha$ -распада еще не создана, сделаны важные шаги к пониманию многих явлений. Следует помнить, что величины коэффициентов задержки различаются между собой на 4 порядка, в то время как наибольшие из известных периодов полураспада превышают самые малые примерно в  $10^{24}$  раз. Таким образом, рассмотренные выше аномалии представляют лишь относительно слабые отклонения от общей теории. Более того, детальное изучение спектров  $\alpha$ -частиц в сочетании с методами  $\gamma$ -спектроскопии,  $\alpha\gamma$ -совпадений и исследованиями угловых корреляций оказали большую помощь при определении и идентификации энергетических уровней ядер и стимулировали развитие коллективной и обобщенной моделей, рассматриваемых в гл. IX.

**Энергия  $\alpha$ -распада.** Наряду с закономерностями для периодов полураспада представляет интерес систематизация данных об энергиях  $\alpha$ -распада. Большинство таких данных может быть объяснено в свете представлений о свойствах поверхности потенциальной энергии, рассмотренных в гл. II. Получив с помощью уравнения (3) гл. II общее выражение для разности энергий между двумя основными состояниями ядер с  $\Delta A = 4$  и  $\Delta Z = 2$  и исследовав свойства первой и второй частных производных этого выражения по отношению к  $A$  и  $Z$ , можно сделать следующие заключения. Для изотопов любого  $\alpha$ -радиоактивного элемента энергия  $\alpha$ -распада должна монотонно убывать с увеличением  $A$ ; в ряду изобаров энергия распада будет увеличиваться с ростом  $Z$ .

Эти закономерности, предсказываемые капельной моделью ядра, достаточно хорошо подтверждаются экспериментальными данными, как следует из представленной на рис. 45 зависимости энергии  $\alpha$ -переходов в основные состояния от массового числа  $\alpha$ -излучателя. Точки, относящиеся к одному элементу, соединены линиями. Некоторые из представленных точек получены не прямыми измерениями, а по методу замкнутых циклов распада, как показано для случая  $\text{Am}^{242}$  на рис. 46.

Резкое отклонение от предсказанных теорией зависимостей вблизи  $A = 210$  (рис. 45) не менее удивительно, чем правильный ход этих зави-



Р и с. 45. Зависимость энергий распада от массового числа для  $\alpha$ -излучателей от висмута до фермия. (Данные работы [6] и более поздних исследований.)

симостей в целом. Если вместо массового числа по оси абсцисс откладывать число нейтронов\*, будет еще очевиднее, что резкое уменьшение энергии  $\alpha$ -распада происходит при переходе от излучателя с  $N = 128$  к ядру, содержащему 126 нейтронов. Этот факт свидетельствует о чрезвычайно прочном связывании нескольких последних нейтронов при приближении к значению  $N = 126$  и является одним из наиболее убедительных доказательств существования заполненной нейтронной оболочки при  $N = 126$ . Аналогично резкое уменьшение  $E_\alpha$  при переходе от полония к тяжелым изотопам висмута обусловлено существованием заполненной протонной оболочки при  $Z = 82$ . Это явление, связанное с существованием оболочек в структуре ядра, по-видимому, объясняет отсутствие заметного  $\alpha$ -распада для

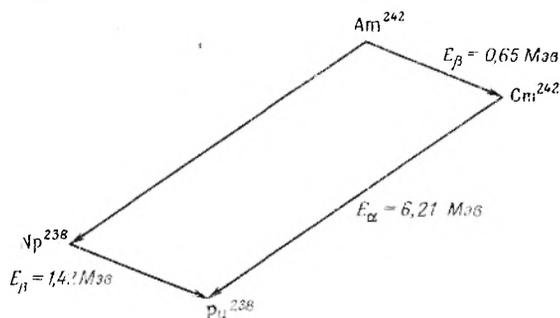


Рис. 46. Замкнутый цикл распада, использованный для определения энергии  $\alpha$ -распада  $\text{Am}^{242}$ . Энергия  $\alpha$ -распада америция-242, рассчитанная на основе приведенных экспериментальных значений, составляет  $0,65 + 6,21 - 1,42 = 5,44$  Мэв.

изотопов свинца и таллия. С другой стороны, отсутствие резкого уменьшения энергии распада при переходе от изотопов  $\text{Po}^{200-204}$  к  $\text{Bi}^{199-203}$  представляется загадочным и может означать, что эти легкие изотопы висмута не содержат замкнутой оболочки из 82 протонов. Незначительные отклонения от плавного хода кривых, изображенных на рис. 45, в точках, относящихся к  $\text{Cf}^{252}$ ,  $\text{Es}^{253}$  и  $\text{Fm}^{254}$ , можно объяснить существованием заполненной нейтронной подоболочки с  $N = 152$ .

В группе редкоземельных элементов, как раз при переходе за  $N = 82$ , был обнаружен «островок»  $\alpha$ -излучателей, включающий существующие в природе  ${}_{62}\text{Sm}^{147}$  и  ${}_{60}\text{Nd}^{144}$ , а также около 20 полученных искусственно изотопов, большинство из которых имеет меньшее число нейтронов по сравнению со стабильными изотопами. Наибольшие энергии распада, как и следовало ожидать, наблюдаются здесь для  $\alpha$ -излучателей с  $N = 84$ .

## Б. ДРУГИЕ ТИПЫ РАСПАДА С ИСПУСКАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

**Протонная радиоактивность\*\*.** Часто задают вопрос, почему до сих пор неизвестен процесс испускания протонов из основных состояний ядер с измеримыми периодами полураспада, в то время как  $\alpha$ -радиоактивность

\* На подобном графике точки, соответствующие различным элементам, располагались бы значительно ближе друг к другу, что и затрудняет его построение.

\*\* Разные варианты радиоактивных распадов с испусканием протонов подробно рассматриваются в обзорной статье В. П. Гольданского, публикуемой на английском языке в ежегоднике Annual Review of Nuclear Science, том 16 (1966), стр. 1—30. Русский текст этой статьи печатается в конце данной книги, в виде приложения Е. — Прим. ред.

представляет собой обычное явление. Это обстоятельство легко объяснить, исходя из общих соображений, изложенных выше для случая  $\alpha$ -распада. В большом интервале массовых чисел для изотопов, устойчивых по отношению к  $\beta$ -распаду, испускание протона в отличие от  $\alpha$ -распада энергетически невозможно. Очень простое объяснение этого факта состоит в том, что четыре нуклона в свободной  $\alpha$ -частице связаны значительно сильнее, чем в любом тяжелом ядре. Для испускания же ядром протона требуется энергия порядка нескольких  $M\text{эв}$ , соответствующая его энергии связи в дочернем ядре.

При очень сильном продвижении от  $\beta$ -стабильных изотопов в сторону избытка числа протонов ядра действительно становятся способными испускать протоны, в основном за счет увеличивающегося вклада кулоновского члена и члена, учитывающего влияние симметрии в уравнении энергии связи ядра (гл. II). Поэтому непосредственно за границей области устойчивости к протонному распаду может возникнуть возможность испускания протонов с измеримыми периодами полураспада. Однако для ядер, удаленных от области  $\beta$ -устойчивости столь сильно, как  $\text{Mn}^{45}$  или  $\text{Se}^{60}$ , энергии  $\beta$ -распада должны быть чрезвычайно велики, и поэтому, как будет показано в разделе В, периоды их полураспада для процессов испускания позитрона или захвата электрона оказываются очень малыми\*. Таким образом, испускание протонов может быть обнаружено только в том случае, если период полураспада этого процесса также относительно невелик (например,  $< 1 \text{ сек}$ ). Периоды полураспада для случая испускания протонов можно определить, пользуясь уравнением (6), причем оказывается, что интервал периодов полураспада от  $1 \text{ сек}$  до  $10^{-10} \text{ сек}$  соответствует энергиям распада от 30 до 80  $\text{кэв}$  для  $Z = 10$  или от 0,2 до 0,5  $M\text{эв}$  для  $Z = 30$ . Поэтому обнаружение протонно-радиоактивного изотопа с энергией распада в указанном узком интервале и с достаточно удобным для наблюдения соотношением вероятностей испускания протона и позитрона становится маловероятным событием. Для легких элементов можно ожидать лишь нескольких подобных случаев (см. [7]). При более высоких  $Z$ , для которых диапазон измеримых периодов полураспада соответствует более широкому интервалу энергий распада, ядра, способные испускать протоны, расположены столь далеко от области устойчивости к  $\beta$ -распаду, что их едва ли можно будет получить в какой-либо из известных сейчас ядерных реакций\*\*.

Испускание запаздывающих протонов совсем иного происхождения было обнаружено среди продуктов ядерных реакций при высоких энергиях\*\*\*. В этом процессе, совершенно аналогичном хорошо известному явлению испускания запаздывающих нейтронов осколками деления (см. стр. 315), позитронный распад приводит к образованию протонно-неустойчивого продукта, практически мгновенно (за время  $< 10^{-12} \text{ сек}$ ) испускающего протон. Наблюдаемые периоды полураспада при таком испускании протонов определяются предшествующим  $\beta^+$ -распадом. В качестве «предшественников» испускания таких запаздывающих протонов были идентифицированы  $\beta^+$ -активные изотопы  $\text{Ne}^{17}$  ( $t_{1/2} = 0,1 \text{ сек}$ ) и  $\text{Mg}^{21}$  ( $t_{1/2} = 0,13 \text{ сек}$ ).

\* Для ядер с  $Z > N$ , к числу которых относятся приведенные здесь примеры, время жизни существенно ограничивается не столько из-за возрастания полной энергии  $\beta^+$ -распада, сколько вследствие появления сверхразрешенных  $\beta^+$ -переходов (см. приложение Е). — *Прим. ред.*

\*\* По-видимому, наиболее перспективным является получение протонно-радиоактивных ядер с  $Z > 50$  в реакциях тяжелых ионов (см. приложение Е). — *Прим. ред.*

\*\*\* Явление испускания запаздывающих протонов было открыто в 1962 г. в Дубне В. А. Карнаузовым, Г. М. Тер-Акопяном и В. Г. Субботиным. — *Прим. ред.*

**Испускание других тяжелых частиц.** Основываясь лишь на величинах энергии связи, можно прийти к выводу о принципиальной возможности самопроизвольного испускания ядрами прочно связанных агрегатов, отличных от  $\alpha$ -частиц. Энергия связи дейтрона недостаточно велика для испускания его ядром изотопа, находящегося вблизи области устойчивости к  $\beta$ -распаду. Ядра многих  $\alpha$ -излучателей, как следует из чисто энергетических соображений, способны распадаться с испусканием таких ядер, как  $C^{12}$ ,  $O^{16}$  или  $Ne^{20}$ . Однако высоты потенциальных барьеров для процессов такого рода настолько велики, что соответствующие значения периодов полураспада находятся далеко за пределами возможных измерений существующими экспериментальными методами.

**Двупротонная радиоактивность\*.** Возможность существования интрасного дополнительного типа радиоактивного распада — одновременного испускания двух протонов — была предсказана В. И. Гольданским [7, 8]. Этот процесс должен наблюдаться среди легких ( $Z \leq 50$ ) ядер с четным  $Z$ , расположенных непосредственно за границей области протонно-стабильных изотопов. Такие ядра, будучи едва устойчивыми к испусканию одного протона, могут оказаться нестабильными к испусканию сразу двух протонов ввиду того, что за счет спаривания нуклонов [последний член в уравнении (3) гл. II] энергия связи последнего (четного) протона в ядре  $Z^A$  может быть положительной в отличие от энергии связи последнего (нечетного) протона в ядре  $(Z - 1)^{A-1}$ . Более того, если по абсолютной величине положительная энергия связи  $Z$ -го протона меньше, чем отрицательная энергия связи  $(Z - 1)$ -го протона, существует энергетическая возможность испускания двух протонов. Энергии образования пар протонов составляют  $\approx 1-3$  Мэв, и энергия, выделяющаяся при испускании двух протонов, должна всегда быть меньше этой величины.

На основании детального рассмотрения вопроса об энергиях связи нуклонов\*\* В. И. Гольданский [8] предсказал ядра, для которых возможен процесс испускания двух протонов, и значения выделяющейся при этом энергии. Используя обычные выражения для вероятности проникновения сквозь потенциальный барьер, можно оценить значения периодов полураспада, причем оказывается, что они должны изменяться в значительно более широких пределах, чем при испускании одного протона. Более того, полная вероятность проникновения через барьер для пары протонов, оказывается, имеет резкий максимум в случае испускания обоих протонов с одинаковыми энергиями. Испускание двух протонов, энергии которых почти одинаковы, должно быть весьма характерным явлением, наблюдаемым в камере Вильсона или в ядерных эмульсиях, даже в том случае, если основным видом распада является испускание позитрона. Ядрами, для которых наиболее вероятно обнаружение двупротонной радиоактивности, являются, в частности,  $Ne^{16}$ ,  $Ti^{38}$ ,  $Kr^{67}$ .

**Спонтанное деление [9].** Процесс деления ядер был обнаружен первоначально как происходящий под действием бомбардировки нейтронами (Хан и Штрассман, 1939 [10]). Однако не прошло и года, как К. А. Петряк и Г. Н. Флеров обнаружили, что ядро урана-238 способно к спонтанному

\* Современное состояние теории двупротонной радиоактивности, селективные обнаружения этой радиоактивности (как при  $Z < 50$ , так и при  $Z > 50$ ) и её исследование изложены в обзоре В. И. Гольданского — Успехи физич. наук, 87, 73 (1965). — *Прим. ред.*

\*\* Уравнение (3) гл. II недостаточно надежно для изотопов, расположенных на значительном расстоянии от области  $\beta$ -устойчивости.

делению с периодом полураспада примерно  $10^{16}$  лет, значительно превышающим полупериод  $\alpha$ -распада того же изотопа. С тех пор были экспериментально определены периоды полураспада примерно 35 спонтанно делящихся изотопов (во всех случаях  $Z \geq 90$ ), и этот процесс прочно занял свое место в ряду других типов радиоактивного распада. Наблюдаемые скорости спонтанного деления изменяются в пределах от  $3 \cdot 10^{-4}$  распад/г·сек\* для  $U^{235}$  (наименьшее из известных значений —  $6 \cdot 10^{-8}$  распад/г·сек — характерно для тория-232) до  $\sim 10^{17}$  распад/г·сек для  $Fm^{256}$ . Этот изотоп, по-видимому, распадается исключительно путем самопроизвольного деления с периодом полураспада 3 час.

В гл. II уже отмечалось, что расщепление любого тяжелого ядра ( $A \geq 100$ ) на два ядра приблизительно равной массы сопровождается выделением энергии. Могут возникнуть вопросы, почему же в таком случае самопроизвольное деление наблюдается только для ядер с  $A \geq 230$  и какие факторы определяют скорость протекания этого процесса. Ответы на эти вопросы можно получить из рассуждения, в известной степени аналогичного приведенным выше при рассмотрении процессов  $\alpha$ -распада. Совершенно очевидно, что деление тяжелого ядра на два положительно заряженных осколка затруднено существованием кулоновского барьера, и само деление можно рассматривать как процесс проникновения сквозь барьер. Высоту барьера можно приближенно оценить [из уравнения (10) гл. II] как энергию электростатического отталкивания осколков, находящихся в соприкосновении. Если принять значение параметра ядерного радиуса  $r_0$  равным  $1,57 \cdot 10^{-13}$  см (в соответствии с результатами исследований  $\alpha$ -распада, ср. стр. 231), то величина кулоновского барьера, полученная таким приближенным методом для процесса расщепления на два равных осколка, оказывается, например, равной 197 и 158 Мэв для  $U^{238}$  и  $Hg^{200}$  соответственно\*\*.

С другой стороны, выделяющаяся энергия, как можно показать, пользуясь полуэмпирическими методами оценки масс исходных и конечных продуктов, составляет около 180 Мэв для симметричного деления урана-238 и около 120 Мэв для аналогичного распада  $Hg^{200}$ . Иными словами, при увеличении размера ядра высота барьера растет медленнее, чем энергия, выделяющаяся при делении. Если принять во внимание, что проницаемость барьера очень сильно зависит от отношения энергии распада к высоте барьера, то не вызовет удивления то обстоятельство, что самопроизвольное деление наблюдается только для ядер самых тяжелых элементов и что периоды полураспада в общем быстро уменьшаются с увеличением  $Z$ .

Полезно будет несколько подробнее рассмотреть энергетику процесса деления с помощью полуэмпирического соотношения (5) гл. II. Величина энергии  $Q_f$ , выделяющейся при делении ядра  $Z^A$  на два равных осколка  $(Z/2)^{A/2}$ , может быть выражена соотношением

$$Q_f = M_{Z,A} - 2M_{Z/2, A/2},$$

а при использовании уравнения (5) гл. II как

$$Q_f = 0,216Z^2A^{-1/3} + 0,152ZA^{-1/3} - 3,41A^{2/3}.$$

\* Выраженная как число распадов на один грамм в одну секунду, скорость распада ядра с массовым числом  $A$  —  $w$  распад/г·сек — связана с периодом полураспада  $t_{1/2}$  (сек) соотношением:  $w = \frac{6 \cdot 10^{23} \ln 2}{At_{1/2}}$ . — Прим. ред.

\*\* Эти значения, по всей вероятности, завышены, так как осколки, несомненно, уже не являются сферическими в момент их разъединения. Кроме того, расщепление на два равных осколка не всегда приводит к выделению максимального количества энергии, однако для приближенной оценки в данном случае это несущественно.

Высота кулоновского барьера между двумя сферическими ядрами с массами  $A/2$  и атомным номером  $Z/2$  равняется в соответствии с уравнением (10) гл. II (при  $r_0 = 1,57 \cdot 10^{-13}$  см)  $V_{\text{кул}} = 0,144 Z^2 A^{-1/3}$ . Предполагается, что ядро разделится на два осколка уже в течение нескольких колебаний ядра (поскольку в этом случае не требуется проникновения сквозь барьер), если  $Q_f \gg V_{\text{кул}}$ , т. е. если

$$0,216Z^2A^{-1/3} + 0,152ZA^{-1/3} - 3,41A^{2/3} > 0,144Z^2A^{-1/3}$$

или

$$\frac{Z^2}{A} > 47,4 - 2,7 \frac{Z}{A}.$$

Принимая во внимание, что для тяжелых ядер  $Z/A$  всегда  $\cong 0,4$ , можно записать условие того, что средняя продолжительность жизни ядра относительно самопроизвольного деления будет иметь измеримые значения, следующим образом:

$$\frac{Z^2}{A} \leq 46,6. \quad (9)$$

Несколько более точное значение для величины этого критического отношения  $Z^2/A$  можно получить, пользуясь методом, впервые предложенным в 1939 г. Бором и Уилером [41]. Если рассматривать ядро как однородно заряженную сферическую каплю несжимаемой жидкости, любые незначительные искажения формы будут связаны с изменением поверхностного натяжения (скрепляющего ядро) и энергии кулоновского взаимодействия при деформации сферического ядра. Площадь поверхности и, следовательно, поверхностная энергия будут возрастать, уменьшая тем самым энергию связи, в то время как одновременное увеличение среднего расстояния между протонами уменьшает кулоновскую энергию и таким образом способствует увеличению энергии связи. Можно показать, что для небольших аксиально симметричных искажений сферы изменения кулоновской и поверхностной энергий составляют соответственно

$$\Delta E_{\text{кул}} = -\frac{1}{5} \alpha_2^2 E_{\text{кул}}^0 \quad \text{и} \quad \Delta E_{\text{пов}} = \frac{2}{5} \alpha_2^2 E_{\text{пов}}^0,$$

где  $E_{\text{кул}}^0$  и  $E_{\text{пов}}^0$  — кулоновская и поверхностная энергии неискаженной сферы и  $\alpha_2$  — параметр, характеризующий степень искажения. Очевидно, что капля будет устойчива к искажениям такого типа только при  $|\Delta E_{\text{кул}}| <$

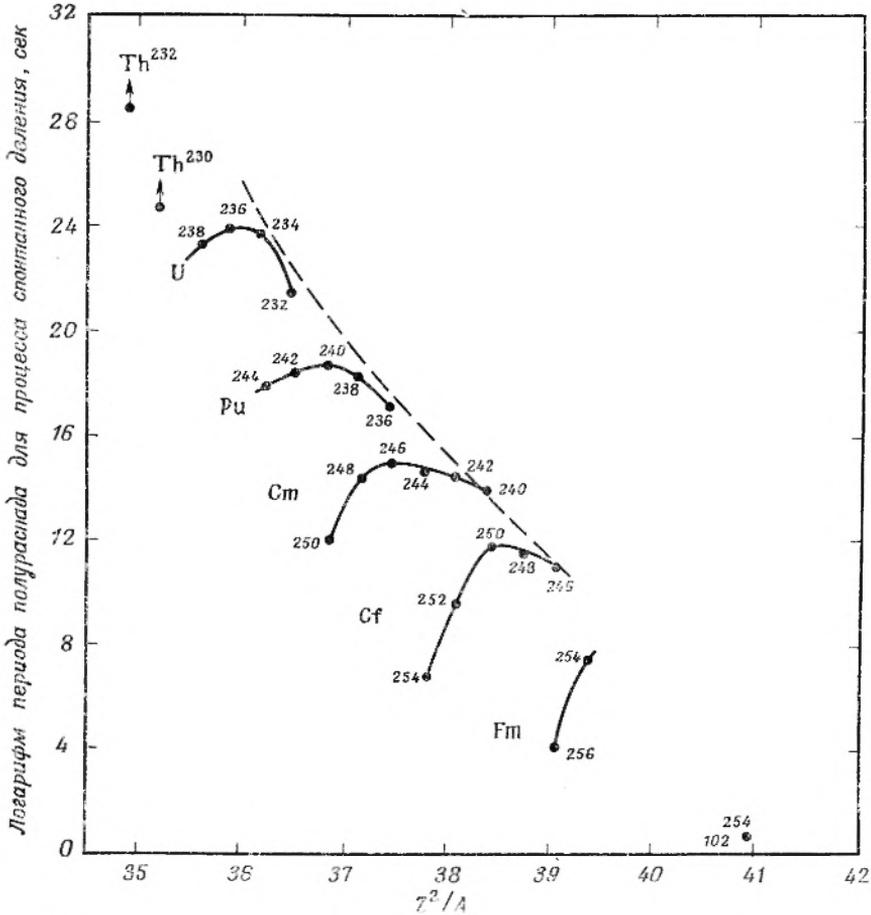
$< \Delta E_{\text{пов}}$ , т. е. при  $\left(\frac{E_{\text{кул}}^0}{2E_{\text{пов}}^0}\right) < 1$ . Если это условие не выполняется, то

не возникает результирующей силы, стремящейся компенсировать искажение и вернуть капле сферическую форму, поэтому даже самая незначительная деформация приводит к делению ядра. Если подставить вместо поверхностного и кулоновского членов в полуэмпирическое уравнение (3) гл. II  $E_{\text{пов}}^0$  и  $E_{\text{кул}}^0$  (заменяя  $Z(Z-1)$  на  $Z^2$ ), то в качестве граничного условия получим

$$\frac{0,585Z^2A^{-1/3}}{2 \cdot 13,1A^{2/3}} < 1, \quad \text{или} \quad \frac{Z^2}{A} < 44,8, \quad (9a)$$

что близко к (9). Значение этого результата состоит в следующем: 1) способность ядер к самопроизвольному делению, возможно, коррелирует с параметром  $Z^2/A$  и 2) все ядра со значением  $Z^2/A$ , превышающим некоторую критическую величину  $(Z^2/A)_{\text{крит}}$ , по-видимому, должны претерпе-

вать деление мгновенно, т. е. за период, сравнимый со временем одного ядерного колебания ( $\approx 10^{-20}$  сек). Отсюда следует, что возможности синтеза трансурановых элементов ограничены значениями  $Z \approx 110-120$ . Точное значение отношения  $(Z^2/A)_{\text{крит}}$  зависит, конечно, от выбора коэффициентов в полуэмпирической формуле энергии связи ядер.



Р и с. 47. Зависимость парциальных периодов полураспада от  $Z^2/A$  для спонтанного деления чётно-чётных ядер.

Если построить, как это было предложено Сиборгом [12], зависимость логарифма периода полураспада при самопроизвольном делении от  $Z^2/A$  для чётно-чётных ядер (рис. 47), то линейной зависимости, предсказываемой простейшей капельной моделью ядра, не наблюдается. Скорее можно сделать заключение, что для каждого элемента парциальные периоды полураспада относительно спонтанного деления проходят через максимум. Подобный общий характер зависимости  $\lg t_{1/2}$  от  $Z^2/A$  сохраняется и в том случае, когда по оси абсцисс откладывается какой-либо другой параметр, например  $A$  [13]. Даже огибающая семейства кривых на рис. 47 не является прямой линией и, по-видимому, экстраполируется к более высокому значению  $Z^2/A_{\text{крит}}$ , чем это следовало бы из предсказаний простой капельной модели ядра. Зависимости, подобные изображенной на рис. 47, имеют

пока чисто эмпирический характер, но они, несомненно, очень полезны для предсказания значений парциальных периодов полураспада спонтанного деления еще не обнаруженных изотопов.

Величины таких парциальных периодов полураспада для ядер с нечетным числом нуклонов намного превышают значения, полученные с помощью интерполяции по рис. 47. Имеющиеся в настоящее время данные о периодах полураспада для ядер с нечетным  $A$  и для нечетно-нечетного ядра  $\text{Es}^{254}$  приводятся в табл. 14. Аномально большие по сравнению с четно-четными ядрами парциальные периоды полураспада для спонтанного

Таблица 14

*Парциальные периоды полураспада относительно спонтанного деления изотопов с нечетным  $A$  и нечетно-нечетных изотопов*

I изотоп	Парциальный период полураспада в годах	Основной тип распада	Период полураспада
${}_{91}\text{Pa}^{231}$	$10^{16}$	$\alpha$	$3,5 \cdot 10^4$ лет
${}_{92}\text{U}^{233}$	$> 3 \cdot 10^{17}$	$\alpha$	$1,6 \cdot 10^5$ »
${}_{92}\text{U}^{235}$	$1,9 \cdot 10^{17}$	$\alpha$	$7,1 \cdot 10^8$ »
${}_{93}\text{Np}^{237}$	$> 10^{18}$	$\alpha$	$2,2 \cdot 10^6$ »
${}_{93}\text{Np}^{239}$	$> 5 \cdot 10^{12}$	$\beta^-$	2,35 дней
${}_{94}\text{Pu}^{239}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$\alpha$	$2,44 \cdot 10^4$ лет
${}_{95}\text{Am}^{241}$	$2 \cdot 10^{14}$	$\alpha$	458 »
${}_{97}\text{Bk}^{249}$	$> 1,4 \cdot 10^9$	$\beta^-$	314 дней
${}_{98}\text{Cf}^{249}$	$1,5 \cdot 10^9$	$\alpha$	360 лет
${}_{99}\text{Es}^{253}$	$3 \cdot 10^5$	$\alpha$	20 дней
${}_{99}\text{Es}^{254}$	$1,5 \cdot 10^5$	$\alpha$	480 »
${}_{101}\text{Fm}^{255}$	$1 \cdot 10^4$	$\alpha$	20 час

деления трудно истолковать в рамках капельной модели ядра, однако качественно их можно объяснить влиянием деформации ядер на энергетические состояния ядер с нечетным числом нуклонов (см. обсуждение вопроса о «Нильссоновских состояниях» в гл. IX, раздел Д).

Здесь были рассмотрены только времена жизни ядер по отношению к процессу спонтанного деления и факторы, влияющие на эти времена. Другие характеристики процесса спонтанного деления, например распределение массы и заряда между осколками, кинетические энергии последних, испускание нейтронов при делении, практически аналогичны наблюдаемым для деления, индуцированного различными бомбардирующими частицами. Обсуждение этих проблем целесообразно postpone до гл. X.

## В. $\beta$ -РАСПАД

**Феноменология.** Основные характерные особенности  $\beta$ -распада в качественной форме рассматривались в гл. II. Здесь мы лишь коротко повторим некоторые наиболее существенные моменты. Из параболической формы сечения поверхности масс ядер при постоянном  $A$  [уравнение (8) гл. II] следует, что для каждого нечетного  $A$  возможен только один и для

каждого четного  $A$  максимум три изотопа, устойчивых к  $\beta$ -распаду. Энергии распада ядер  $\beta$ -излучателей довольно закономерно меняются по мере удаления от так называемой линии  $\beta$ -стабильности (т. е. устойчивости к  $\beta$ -распаду), как это и следует из параболической формы сечений. Отклонения от плавной зависимости наблюдаются лишь вблизи границ заполнения пуклопных оболочек. С другой стороны, несмотря на существование очевидной качественной взаимосвязи между периодом полураспада и энергией, выделяющейся при  $\beta$ -распаде (большие значения энергии, как правило, соответствуют малым периодам полураспада), установление количественного соотношения в этом случае далеко не так просто, как для  $\alpha$ -распада.

Наиболее поразительной особенностью  $\beta$ -распада, которой было посвящено немало экспериментальных и теоретических работ, является непрерывность спектра энергий, испускаемых ядром  $\beta$ -частиц, даже при переходе между двумя дискретными уровнями энергии. В гл. II уже отмечалось (см. раздел D, 3), что это непоятное явление, а также кажущееся отсутствие сохранения углового момента и статистики при  $\beta$ -распаде было качественно объяснено введением представления о нейтрине. Рассмотрим некоторые прстейшие аспекты количественной теории  $\beta$ -распада, развитой в 1934 г. Ферми [14] и до настоящего времени являющейся краеугольным камнем наших представлений об этом явлении.

**Теория Ферми.** Как уже указывалось в гл. II, электрон не может существовать в ядре. По этой причине наблюдаемую эмиссию электронов при  $\beta$ -распаде следовало бы объяснить образованием электрона (и нейтрино) в момент их испускания. Процесс испускания ядром  $\beta$ -частицы с отрицательным зарядом (единственный вид  $\beta$ -распада, известный в то время, когда Ферми первоначально сформулировал свою теорию) может быть, таким образом, представлен уравнением

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}, \quad (10)$$

где  $\bar{\nu}$  — антинейтрино. Аналогично испускание позитрона можно представить как

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu. \quad (11)$$

где символ  $\nu$  означает нейтрино. Необходимо отметить, что  $n$  и  $p$  в уравнениях (10) и (11) следует рассматривать не как свободные частицы, а как находящиеся в ядре, в связанном состоянии. Масса свободного нейтрона больше массы атома водорода на  $0,782 \text{ Мэв}$ . Поэтому свободные нейтроны самопроизвольно распадаются (с периодом полураспада около  $12,8 \text{ мин}$ )\* по схеме, представленной уравнением (10), в то время как свободные протоны устойчивы. Внутри ядра процесс, описываемый уравнением (11), также может протекать без нарушения закона сохранения энергии, так как необходимая для этого энергия может быть получена от ядра как целого.

Теория испускания  $\beta$ -частиц ядром, развитая Ферми, во многом следовала теории испускания света атомами (световые кванты также «возникают» в момент испускания). Хорошо изученное явление электромагнитного взаимодействия, характеризующееся электронным зарядом  $e$ , было заменено новым типом взаимодействия с новой универсальной константой  $g$ , константой Ферми, значение которой следовало определить эксперимен-

\* По наиболее точным данным [41], период полураспада свободного нейтрона равен  $11,7 \pm 0,3 \text{ мин}$ . — *Прим. ред.*

тельно\*. Вероятность  $P(p_e)dp_e$  того, что электрон с количеством движения в пределах от  $p_e$  до  $p_e + dp_e$  испускается в единицу времени, можно записать следующим образом:

$$P(p_e) dp_e = \frac{4\pi^2}{h} |\psi_e(0)|^2 |\psi_\nu(0)|^2 |M_{if}|^2 g^2 \frac{d\omega}{dE_0}, \quad (12)$$

где  $\psi_e$  и  $\psi_\nu$  — это волновые функции электрона и нейтрино (по теории Ферми — плоские волны), а  $|\psi_e(0)|^2$  и  $|\psi_\nu(0)|^2$  — вероятности нахождения электрона и соответственно нейтрино в ядре.  $M_{if}$  — матричный элемент, характеризующий переход из начального в конечное состояние ядра. Квадрат значения этой величины,  $|M_{if}|^2$ , является мерой перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Так называемый статистический фактор,  $dn/dE_0$ , характеризует плотность состояний конечного продукта (число состояний на единицу энергии распада) при значении количества движения электрона, фиксируемого указанным интервалом  $p_e \rightarrow p_e + dp_e^{**}$ .

**Энергетический спектр.** В соответствии с теорией Ферми установим сначала вид спектра энергий или импульсов  $\beta$ -частиц по уравнению (12). Интегрирование по всем моментам количества движения электрона от нуля до максимально возможного позволяет в этом случае определить вероятности переходов или продолжительность жизни.

Рассмотрим так называемые разрешенные переходы, т. е. переходы, при которых электрон и нейтрино испускаются с нулевыми моментами количества движения, или, по классической теории, с нулевым прицельным параметром. Для электронов и нейтрино с  $l = 0$  ( $s$ -волны) значения  $|\psi_e|^2$  и  $|\psi_\nu|^2$  в объеме, занимаемом ядром, будут значительно больше, чем для электронов и нейтрино, испускаемых с большими моментами количества движения. Таким образом, вероятности испускания электронов и нейтрино с нулевым моментом количества движения должны быть наибольшими. Теория таких разрешенных переходов весьма проста. Величины  $|\psi_e(0)|$  и  $|M_{if}|$  не зависят от распределения энергии между электроном и нейтрино, и форма спектра определяется только значениями  $|\psi_e(0)|$  и  $dn/dE_0$ . Первый из этих множителей входит лишь в выражения для кулоновского взаимодействия между ядром и испущенным электроном. Пренебрежем сначала этим взаимодействием и оценим только статистический множитель (такое приближение достаточно хорошо оправдывается при низких  $Z$ ).

\* Эта же самая константа, значение которой оказалось равным  $10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> (см. стр. 251), по современным представлениям, определяет протекание процессов, включающих взаимодействие между четырьмя частицами со спином  $1/2$  (фермионами): нуклонами, электронами (+ и -), мю-мезонами (+ и -), нейтрино и антинейтрино и некоторыми пионами. Такие взаимодействия называют слабыми, для того чтобы отличить их от значительно более сильных взаимодействий, обусловленных ядерными силами, и от несильно менее сильных электромагнитных взаимодействий. [Вопросы теории слабых взаимодействий и экспериментального их исследования подробно изложены в монографии Л. Б. Окуня: «Слабое взаимодействие элементарных частиц», М., 1963 г. — Прил. ред.] Четвертый тип взаимодействий, известных в природе, — это гравитационные взаимодействия, являющиеся наиболее слабыми.

\*\* Несмотря на введение статистического фактора  $dn/dE_0$ , он является бесконечно малой величиной, как и требуется для правильной записи уравнения (12) (с  $dp_e$  на левой стороне). Это становится понятнее, если иметь в виду, что  $dn$  — это число состояний, возможных для электрона и нейтрино в указанном интервале значений количества движения [см. уравнение (15)]. Вероятно, более правильно было бы записать в уравнении (15) статистический фактор как  $(dn)^2/dE_0$ , а число состояний как  $(dn)^2$ .

Плотность конечных состояний системы  $dn/dE_0$  в том случае, если значение импульса электрона заключено в пределах  $p_e \rightarrow p_e + dp_e$ , можно найти следующим образом. Рассмотрим бесконечно малый интервал  $dE_0$  суммарной (и электрона и нейтрино) кинетической энергии  $E_0$ . При испускании электрона с кинетической энергией  $E_e$  кинетическая энергия нейтрино равна  $E_\nu = E_0 - E_e$  (если пренебречь незначительной энергией, переданной ядру отдачи) и ограничена интервалом  $dE_0$ . Для нейтрино с нулевой массой покоя соотношение между импульсом и кинетической энергией записывается в виде

$$p_\nu = \frac{E_\nu}{c} = \frac{(E_0 - E_e)}{c}. \quad (13)$$

Следовательно, если энергия электрона равна  $E_e$ , то

$$dp_\nu = \frac{dE_0}{c}. \quad (14)$$

Число состояний нейтрино, значение импульса которого лежит в пределах от  $p_\nu$  до  $p_\nu + dp_\nu$ , составляет \*

$$\frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{h^3}.$$

Подчеркнем, что эта величина представляет собой число состояний импульса нейтрино, соответствующего *данному* значению импульса электрона. Однако число состояний электрона в интервале значений импульса  $p_e \rightarrow p_e + dp_e$  равно  $4\pi p_e^2 dp_e / h^3$ , и каждому из них соответствует указанное число состояний нейтрино. Таким образом, общее число состояний системы в интервале энергий  $dE_0$  и с импульсом электрона в пределах  $p_e \rightarrow p_e + dp_e$  равно

$$dn = \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{h^3} \cdot \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{h^3}. \quad (15)$$

После подстановки уравнений (13) и (14) в уравнение (15) получаем

$$dn = \frac{16\pi^2}{h^6 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e dE_0. \quad (16)$$

\* Число поступательных состояний частицы в определенном интервале значений импульса можно вывести путем квантово-механического рассмотрения частицы в ящике. Требуемое выражение трудно получить с помощью соотношения неопределенности. Для частицы, положение которой определяется декартовыми координатами  $x, y, z$ , а проекции импульса соответствуют  $p_x, p_y, p_z$ , произведение неопределенности в пространственной координате и неопределенности в соответствующей проекции импульса приблизительно равно константе Планка. Следовательно,

$$\Delta x \Delta p_x \cong h; \quad \Delta y \Delta p_y \cong h; \quad \Delta z \Delta p_z \cong h.$$

В шестимерном «фазовом» пространстве, координатами которого являются три пространственные координаты и три составляющие импульса, положение частицы можно описать только некоторым объемом  $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \cong h^3$ , называемым ячейкой фазового пространства. Число поступательных состояний, доступных для частицы, заключенной в некотором объеме и некотором интервале значений импульса, принимается равным числу этих ячеек в соответствующем объеме фазового пространства. Для дальнейшего рассмотрения этих вопросов читателю следует обратиться к обычным руководствам по статистической механике.

В уравнении (15) объем в пространстве координат принимается за единицу. Можно воспользоваться любым значением объема, однако волновые функции  $\psi_e$  и  $\psi_\nu$  в уравнении (12) следует в этом случае нормировать по тому же объему, который, таким образом, исключается из уравнения.

Объем в (трехмерном) пространстве импульсов, соответствующий значениям импульса в пределах  $p$  и  $p + dp$ , есть объем сферической оболочки с внутренним радиусом  $p$  и наружным радиусом  $p + dp$ . Таким образом, его величина равняется  $4\pi p^2 dp$ .

Импульс обычно выражают в единицах  $m_0c$ , а полную энергию  $W$  (кинетическая энергия плюс энергия массы покоя) — в единицах  $m_0c^2$ , т. е. принимают  $p_0/m_0c = \eta$ ,  $(E_0/m_0c^2) + 1 = W$  и  $(E_0/m_0c^2) + 1 = W_0$ .

В таком случае уравнение (16) можно переписать в следующем виде:

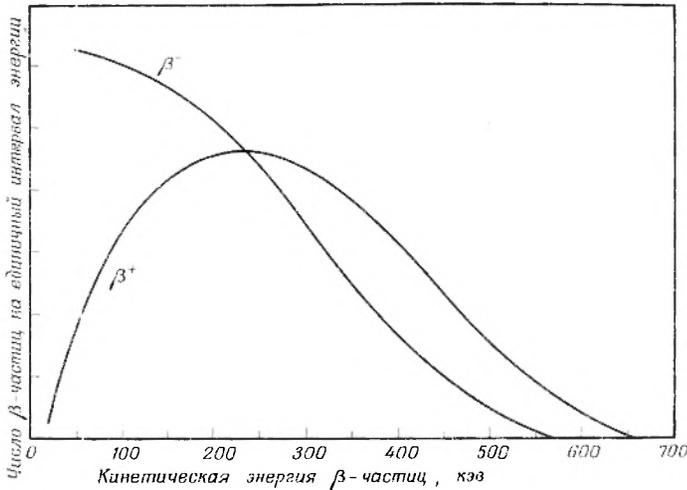
$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 m_0^5 c^4}{h^6} \eta^2 (W_0 - W)^2 d\eta. \quad (17)$$

Используя релятивистское соотношение  $\eta^2 = W^2 - 1$  (см. приложение Б) и учитывая, что  $\eta d\eta = W dW$ , получаем также

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{16\pi^2 m_0^5 c^4}{h^6} W (W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW. \quad (18)$$

Из уравнения (18) легко видеть, что  $dn/dE_0$  становится равным нулю при  $W = 1$  и при  $W = W_0$ . Отсюда следует, что характерная колоколообразная форма  $\beta$ -спектра по крайней мере качественно воспроизводится статистическим множителем (18). Для  $\beta$ -излучателей с низкими значениями  $Z$  соответствие с формой спектра, обнаруженной экспериментально, оказывается почти количественным.

**Кулоновская поправка.** До сих пор мы не учитывали кулоновского взаимодействия между ядром и испущенным электроном. Результатом



Р и с. 48. Энергетический спектр позитронов и электронов, испускаемых  $\text{Cu}^{64}$ . Резкое различие в форме спектров обусловлено главным образом кулоновским эффектом. (Данные работы [40].)

Этого взаимодействия является замедление электронов и ускорение позитронов, так что в спектре электронов должно содержаться больше, а в спектре позитронов — меньше частиц с низкими энергиями, чем это следует из чисто статистических соображений, изложенных в предыдущем параграфе. Это вполне соответствует экспериментальным данным, в частности полученным на опыте формам спектра электронов и позитронов, испускаемых при распаде  $\text{Cu}^{64}$  с близкими граничными энергиями (0,57 и 0,65  $M\text{эв}$ ). Эти данные представлены на рис. 48. Кулоновское взаимодействие можно формально рассматривать как возмущение волновой функции

электрона  $\psi_e(0)$ ; величину спектральной функции распределения в этом случае следует умножить на кулоновский поправочный множитель,  $F(Z, W)$ , определяющийся отношением  $|\psi_e(0)|_{\text{кул}}^2$  к  $|\psi_e(0)|_{\text{своб.}}^2$ . Релятивистское значение для  $F(Z, W)$  равно

$$F(Z, W) = \frac{2\pi x}{1 - \exp(-2\pi x)}, \quad (19)$$

где  $x = \pm Ze^2/\hbar v$ ; знак плюс относится к электронам, а минус — к позитронам,  $v$  — скорость  $\beta$ -частицы вдали от ядра и  $Z$  — атомный номер дочернего ядра.

Ввиду того что кулоновские силы особенно существенно влияют на электроны, испускаемые с наименьшими энергиями, введение нерелятивистской кулоновской поправки позволяет получить во многих случаях вполне хорошее приближение. Для точных расчетов, однако, следует использовать значительно более сложное релятивистское выражение для  $F(Z, W)$ , данное Ферми [14]. Значения релятивистского кулоновского поправочного множителя для широкого интервала  $Z$  и  $W$  были представлены в форме таблиц [15]. Помимо этого, были рассчитаны дополнительные поправочные члены, учитывающие экранирование поля ядра атомными электронами (см., например, [5], стр. 552). Эти поправки могут оказаться весьма полезными, особенно для учета повышения относительного вклада наиболее медленных позитронов в  $\beta$ -спектры.

**Графики Кюри.** Подтверждение теоретических предсказаний о  $\beta$ -распаде потребовало значительных усилий экспериментаторов. Применение  $\beta$ -спектрометров в большинстве случаев позволяет установить характер распределения  $\beta$ -частиц по импульсам. Следовательно, для сравнения теоретических и экспериментальных данных удобно пользоваться уравнением (17) с учетом поправочного кулоновского множителя  $F(Z, W)$ . Тогда вероятность того, что значение импульса электрона окажется в пределах  $\eta$  и  $\eta + d\eta$  (где  $\eta$  выражено в единицах  $m_0c$ ), равна

$$P(\eta)d\eta \propto F(Z, W) \eta^2 (W_0 - W)^2 d\eta \quad (20)$$

в предположении, что матричный элемент перехода  $M_{if}$  не зависит от распределения энергии между электроном и нейтрино. Как было показано Кюри и др. [16], из уравнения (20) следует, что для разрешенных переходов зависимость  $[P(\eta)/\eta^2 F(Z, W)]^{1/2}$  от  $W$  должна представлять собой прямую линию, пересекающую ось энергий при  $W_0$ . Построение по спектроскопическим данным таких зависимостей, получивших наименование графиков Кюри, графиков Ферми, или  $\Phi - K$ -графиков, оказалось чрезвычайно полезным при исследовании  $\beta$ -спектров. Экстраполяция графиков Кюри к оси энергий является единственным надежным способом определения максимальных энергий  $\beta$ -частиц\*. В настоящее время теоретические предсказания о формах  $\beta$ -спектров блестяще подтвердились, что явилось настоя-

\* Следует отметить, что графики Кюри даже для разрешенных переходов оказываются прямолинейными вплоть до пересечения с осью энергий только в том случае, если масса покоя нейтрино  $m_\nu$  равна нулю. Если  $m_\nu$  имеет конечную величину, форма спектра изменится (в этом случае выражение (13) будет иметь другой вид) и вблизи граничной энергии кривая будет более круто снижаться к оси абсцисс. Тщательные измерения формы  $\beta$ -спектра  $\text{H}^3$  в области больших энергий показали, что верхний предел для значения массы покоя нейтрино составляет 0,25 *эв*. [Согласно теории двухкомпонентного нейтрино, выдвинутой в 1957 г. в связи с обнаружением несохранения четности в слабых взаимодействиях независимо Л. Д. Ландау [42], Ли и Янгом и Саламом, масса нейтрино тождественно равна нулю.— *Прим. ред.*]

щим триумфом теории Ферми. Однако в течение многих лет исследования с помощью  $\beta$ -спектрометров давали ошибочные результаты вследствие рассеяния электронов в образцах и подложках, приводившего к значительным сдвигам  $\beta$ -спектра в сторону низких энергий. Для получения неискаженной формы  $\beta$ -спектра необходимо, чтобы используемые образцы и подложки были чрезвычайно тонкими.

**Приведенные периоды полураспада.** Возвращаясь к уравнению (12) и подставляя в него выражение для  $\beta$ -спектра вида (18) и кулоновскую поправку  $F(Z, W)$ , получаем, что вероятность испускания электрона с энергией в пределах  $W \rightarrow W + dW$  в единицу времени равна

$$P(W) dW = \frac{64\pi^4 m_0^5 c^4 g^2}{h^7} |M_{if}|^2 F(Z, W) W (W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW. \quad (21)$$

(Отметим, что вследствие нормировки волновые функции электрона  $\psi_e(0)$  и нейтрино  $\psi_\nu(0)$  уже не появляются; см. примечание на стр. 245.) Интегрируя уравнение (21) по всем значениям  $W$ , от 1 до  $W_0$ , получаем полную вероятность испускания  $\beta$ -частицы в единицу времени, представляющую собой не что иное, как постоянную распада

$$\lambda = \frac{64\pi^4 m_0^5 c^4 g^2}{h^7} |M_{if}|^2 \int_1^{W_0} F(Z, W) W (W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW. \quad (22)$$

В данном случае мы также исходили из справедливого лишь для разрешенных переходов предположения о том, что ядерный матричный элемент не зависит от энергии  $\beta$ -частицы. Если обозначить интеграл в уравнении (22) через  $f_0$  и объединить константы следующим образом:  $K = = 64\pi^4 m_0^5 c^4 g^2 / h^7$ , то можно записать

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = K |M_{if}|^2 f_0. \quad (23)$$

Таким образом, произведение  $f_0 t_{1/2}$ , обычно обозначаемое  $f_0 t$  (или, еще проще,  $ft$ ) и называемое приведенным периодом полураспада перехода, определяется только значением ядерного матричного элемента. Значения  $ft$  можно рассматривать как периоды полураспада, исправленные с учетом различий в  $Z$  и  $W_0$ .

Значение интеграла  $f_0$  может быть выражено через элементарные функции только при  $F(Z, W) = 1$ , т. е. для очень малых  $Z$ . Тогда оказывается, что

$$\lambda \propto (W_0^2 - 1)^{1/2} \left( \frac{W_0^3}{30} - \frac{3W_0^2}{20} - \frac{2}{15} \right) + \frac{W_0}{4} \ln [W_0 + (W_0^2 - 1)^{1/2}]. \quad (24)$$

Для достаточно высоких значений  $W_0$  уравнение (24) можно представить как  $\lambda \propto W_0^5$ , что соответствует линейной зависимости  $\lg \lambda$  от  $\lg E_{\max}$ . Такая зависимость, хотя и с наклоном, соответствующим несколько меньшему чем 5 показателю степени, была получена Сарджентом еще до появления теории Ферми. Сарджент, по существу, обнаружил, что на таком графике  $\lg \lambda = f(\lg E_{\max})$  точки, характеризующие природные  $\beta$ -излучатели, группируются вокруг двух почти параллельных линий, отстоящих друг от друга на величину  $\lg \lambda \cong 2,5$ , что и позволило впервые ввести в рассмотрение понятие «разрешенных» и «запрещенных» переходов. С открытием искусственной радиоактивности количество известных  $\beta$ -излучателей чрезвычайно возросло и разброс на графиках Сарджента стал столь велик, что

выделение каких-либо группировок изотопов потеряло смысл, поэтому этот метод представления данных был оставлен.

Для получения значений  $f_0 t$  из экспериментальных величин энергий распада и периодов полураспада в общем случае, когда кулоновской поправкой  $F(Z, W)$  нельзя пренебречь, удобно воспользоваться либо подробными данными Финберга и Тригга [17], представивших зависимости  $\lg f_0$  от  $W_0$  и  $Z$  в графической форме, либо номограммой значений  $f_0 t$ , периода полураспада и энергии, составленной Мошковским [18] и приводимой во многих работах других авторов\* (см. [20], стр. 542). В большинстве случаев достаточно точными оказываются следующие приближенные соотношения (неточность в значении  $\lg f$  меньше 0,3 для  $0 < Z < 100$  и для  $0,1 \text{ Мэв} < E_0 < 10 \text{ Мэв}$ ):

$$\lg f_{\beta^-} = 4,0 \lg E_0 + 0,78 + 0,02Z - 0,005 (Z - 1) \lg E_0, \quad (25)$$

$$\lg f_{\beta^+} = 4,0 \lg E_0 + 0,79 - 0,007Z - 0,009 (Z + 1) \left( \lg \frac{E_0}{3} \right)^2. \quad (26)$$

Заметим, что в этих выражениях  $Z$ , как и раньше, обозначает атомный номер дочернего ядра, а  $E_0$  — максимальную кинетическую энергию  $\beta$ -частиц в  $\text{Мэв}$ .

**Захват электрона.** Прежде чем перейти к детальному рассмотрению значений  $f t$ , отметим, что до сих пор мы имели в виду только испускание  $\beta^-$  и  $\beta^+$ -частиц и не касались третьего типа  $\beta$ -переходов — захвата ядром орбитального электрона (Э. З.). При таком захвате электрон, связанный в оболочке атома с энергией  $E_{\text{св}} \text{ Мэв}$ , поглощается ядром с одновременным испусканием нейтрино с энергией  $E_0 \text{ Мэв}^{**}$ . Расчет статистического множителя, таким образом, значительно упрощается, поскольку в этом случае необходимо учитывать только нейтринное фазовое пространство, и интегрирование по энергиям не требуется. Значения  $f_{\text{Э.З.}}$  также можно найти в вышеуказанных источниках или рассчитать, пользуясь приближенными соотношениями типа (25) или (26) (однако для  $E_0 < 0,5 \text{ Мэв}$  при больших  $Z$  ошибки довольно значительны):

$$\lg f_{\text{Э.З.}} = 2,0 \lg E_0 - 5,6 + 3,5 \lg (Z + 1). \quad (27)$$

Следует отметить, что во многих случаях, когда энергетически возможно испускание  $\beta^+$ -частицы, с ним конкурирует электронный захват. Ввиду того что начальные и конечные состояния ядер при этих процессах одинаковы, отношение  $\lambda_{\text{Э.З.}}/\lambda_{\beta^+}$  по крайней мере для разрешенных переходов, по-видимому, совершенно не зависит от ядерного матричного элемента и равно  $f_{\text{Э.З.}}/f_{\beta^+}$ . Измерение отношения вероятностей конкурирующих процессов электронного захвата и позитронного распада позволяет провести экспериментальную проверку теоретических представлений о  $\beta$ -распаде. Эти отношения, вообще говоря, возрастают с уменьшением энергии распада (стремясь к бесконечности, когда испускание  $\beta^+$ -частицы становится невозможным при энергиях распада  $\leq 2m_0c^2$ ) и с увеличением  $Z$ . Последнее обстоятельство обусловлено возрастанием вероятности нахождения орбитального электрона (в особенности  $K$ -электрона) в области рас-

\* См., например, таблицы изотопов Штрюмигера, Холлендера и Спборга (Rev. Mod. Phys., 30 № 2\*, 1958).— *Прим. ред.*

\*\* Отметим, что при Э. З. энергия распада, т. е. разница между массой атомов исходного и дочернего продуктов, составляет  $E_0 (\nu) + E_{\text{св}}$ , в то время как при  $\beta^+$ -распаде она равна  $E_0 (\beta^+) + 2m_0c^2$ . Величина  $E_{\text{св}}$  в этом случае представляет собой энергию связи электрона до момента электронного захвата, т. е. в исходном атоме.

положения ядра и усилением роли кулоновского множителя  $F(Z, W)$ , подавляющего испускание  $\beta^+$ -частиц (19).

Если захват электронов энергетически возможен, то вероятность этого процесса для электронов из  $K$ -оболочки оказывается существенно выше, чем для электронов, характеризующихся более высокими главными квантовыми числами, поскольку именно для  $K$ -электрона вероятность нахождения его в области расположения ядра является наибольшей. Однако при энергиях связи  $K$ -электронов ниже энергии распада возможен захват электронов только с других оболочек атома —  $L$ ,  $M$  и т. д. Для разрешенных переходов отношение вероятностей захвата\* с  $L$ - и  $K$ -оболочек было рассчитано как функция энергии распада [19]. Результаты, полученные для  $Z \gtrsim 14$ , могут быть представлены приближенным выражением

$$\frac{L_I}{K} = (0,06 + 0,0014Z) \left[ \frac{E_0^{L'}(v)}{E_0^K(v)} \right]^2, \quad (28)$$

где  $E_0^{L'}(v)$  и  $E_0^{L''}(v)$  — энергии нейтрино в том и в другом случае.  $E_0^{L'}(v)$  больше  $E_0^K(v)$  на разницу в энергиях связи для двух электронных оболочек. Если энергии распада лишь незначительно превышают энергию связи  $K$ -электрона, то отношение  $E_0^{L'}(v)/E_0^K(v)$  существенно отличается от единицы, и в этом случае энергию распада можно определить с помощью уравнения (28) по отношению вероятностей  $K$ - и  $L$ -захвата.

**Правила отбора.** Ранее (стр. 244) уже было отмечено, что переходы, в которых электрон и нейтрино испускаются с нулевым моментом количества движения, являются наиболее вероятными (при данной величине выделяющейся энергии) и называются «разрешенными переходами». Если электрон и нейтрино испускаются с нулевым моментом количества движения, спины исходного и дочернего ядер не могут различаться более чем на единицу  $\hbar$  и изменения четности при переходе не происходит. Действительно, если спины испущенных электрона и нейтрино антипараллельны (синглетное состояние), изменение ядерного спина  $\Delta I$  должно в точности равняться нулю. Если же спины электрона и нейтрино параллельны (триплетное состояние), то  $\Delta I$  может принимать значения  $\pm 1$ , 0 или  $-1$  (однако  $0 \rightarrow 0$ -переходы являются запрещенными).

Первое из этих правил отбора было первоначально предложено Ферми; второе впоследствии выдвинуто Гамовым и Теллером. Применимость того или иного правила отбора обусловлена тем, какая именно форма взаимодействия между нуклонами и электронно-нейтринным полем принимается в рассмотрение, однако истинный характер такого взаимодействия до сих пор полностью не выяснен. Укажем только на пять известных типов взаимодействий: скалярные ( $S$ ), векторные ( $V$ ), тензорные ( $T$ ), аксиально-векторные ( $A$ ) и псевдоскалярные ( $P$ ), а также их линейные комбинации. Для  $S$ - и  $V$ -взаимодействий применимы правила отбора Ферми. Для случая  $T$ - и  $A$ -взаимодействий можно использовать правила Гамова — Теллера. Значительное число исследований было проведено в целях получения информации об указанных типах взаимодействий из значений  $ft$  для наблюдаемых переходов.

\* В случае разрешенных переходов вероятность захвата для  $L_{II}$  ( $p_{1/2}$ )-электронов мала, а для  $L_{III}$  ( $p_{3/2}$ )-электронов равна нулю. Вкладом  $M$ -захвата, как правило, также можно пренебречь.

Сведения о разрешенных переходах между состояниями, спины которых известны из других источников, указывают на то, что ни правило Ферми, ни правило Гамова — Теллера в отдельности не могут объяснить всех имеющихся экспериментальных данных. Наиболее надежные из современных данных свидетельствуют о том, что осуществляется смесь  $V$ - и  $A$ -взаимодействий, причем вклады обоих типов взаимодействий почти одинаковы [20, 21].

На основании изложенного выше можно было бы ожидать, что все разрешенные  $\beta$ -переходы, т. е. все переходы между состояниями с одинаковыми или различающимися на единицу спинами ( $\Delta I = 0$  или  $1$ ) и одинаковой четностью, должны иметь: 1) разрешенную форму спектра и 2) близкие значения  $f_0 t$ . В то время как первое предположение согласуется со всеми имеющимися в настоящее время экспериментальными данными, второе, напротив, не подтверждается. Значения  $f_0 t$  различаются в пределах от  $10^3$  (например,  $n \rightarrow \text{H}^1$ ) до  $\sim 10^9$  (например,  $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ ). Тем не менее очень многие значения  $\lg f_0 t$  близки к 3—3,5, а другая группа значений  $\lg f_0 t$  соответствует более широкому интервалу 4—7. Переходы, характеризующиеся очень низкими значениями  $f_0 t$  в первой из этих групп, называются «облегченными» или «сверхразрешенными». Они обнаруживаются главным образом для  $\beta$ -излучателей с малыми  $Z$ , в особенности для так называемых зеркальных ядер. Два ядра образуют зеркальную пару, если одно из них содержит  $n + 1$  протонов и  $n$  нейтронов, а второе —  $n$  протонов и  $n + 1$  нейтронов\*. Примерами могут служить  ${}^4\text{H}^3$  и  ${}^2\text{He}^3$ ,  ${}^{12}\text{Mg}^{23}$  и  ${}^{11}\text{Na}^{23}$ . При условии что свойства протон-протонного и нейтрон-нейтронного взаимодействий одинаковы (исключая, конечно, кулоновское отталкивание), волновые функции, характеризующие оба зеркальных ядра, несомненно, должны быть весьма сходными, и, следовательно, квадрат ядерного матричного элемента  $|M_{if}|^2$  для зеркального перехода должен составлять примерно 1. Скорости распада именно этих сверхразрешенных переходов (простейший случай наблюдается при распаде свободного нейтрона, где  $f_0 t \simeq 1200 \text{ сек}$ ) позволили определить величину константы взаимодействия при  $\beta$ -распаде  $g \simeq 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ . Если значение  $g$  известно, величины  $f_0 t$ , относящиеся к другим переходам, можно использовать для получения данных о ядерных матричных элементах.

Сравнительно широкий интервал значений  $f_0 t$ , наблюдаемых для разрешенных переходов (за исключением сверхразрешенных), указывает на то, что сделанное предположение о приблизительном равенстве значений  $|M_{if}|^2$  для всех переходов с  $\Delta I = 0, \pm 1$ , протекающих без изменения четности, было слишком упрощенным. Ядерные матричные элементы, по всей вероятности, в большой степени зависят от других факторов. В качестве яркого примера можно рассмотреть так называемые  $l$ -кратно запрещенные переходы, например  $\text{P}^{32} \rightarrow \text{S}^{32} + \beta^- + \bar{\nu}$ . В этом случае измеренные значения спинов составляют соответственно 1 и 0 и оба состояния, несомненно, являются четными. Тем не менее  $\lg f_0 t = 7,9$ ; такое высокое значение  $\lg f_0 t$ , по-видимому, можно объяснить превращением нейтрона, находившегося на уровне  $d_{3/2}$ , в протон на уровне  $s_{1/2}$  (как будет подробно показано при обсуждении состояний, описываемых оболочечной моделью, гл. IX, раздел Г), так что хотя здесь  $\Delta I = 1$ , однако  $\Delta l = 2$ .

\* Сверхразрешенные  $\beta$ -переходы осуществляются в тех случаях, когда при  $\beta$ -распаде не происходит изменения изотопического спина (см. гл. IX, стр. 276) ядра:  $\Delta T = 0$ . Частным случаем этого правила является  $\beta$ -распад одного из пары двух зеркальных ядер с образованием другого, парного исходному.— *Прим. ред.*

**Запрещенные переходы.** Выше проводилось обсуждение только разрешенных переходов. Рассмотрим теперь коротко такой случай, когда переход от исходного ядра к дочернему не может происходить при испускании электрона и нейтрино в  $s$ -состоянии ( $s\ l=0$ ). Возможность испускания электрона и нейтрино с орбитальными моментами количества движения, отличными от нуля, обусловлена конечными размерами ядра. Волновые функции  $\psi_e(0)$  и  $\psi_\nu(0)$  «в ядре», входящие в уравнение (12), должны быть определены по всему объему ядра и потому не обращаются в нуль при испускании частиц в  $p$ -,  $d$ - и др. состояниях. Однако значения этих волновых функций электрона и нейтрино в области расположения ядра быстро падают с увеличением орбитального момента количества движения. Поэтому с каждой единицей момента количества движения, уносимой парой легких частиц, вероятность  $\beta$ -перехода уменьшается на несколько порядков, и  $\beta$ -переходы с  $l_i = 1, 2, 3$  и т. п. классифицируются соответственно как переходы 1-, 2-, 3-го и т. д. порядков запрещения. Различные порядки запрещения, соответствующие им пределы значений  $\lg ft$  и некоторые примеры представлены в табл. 15.

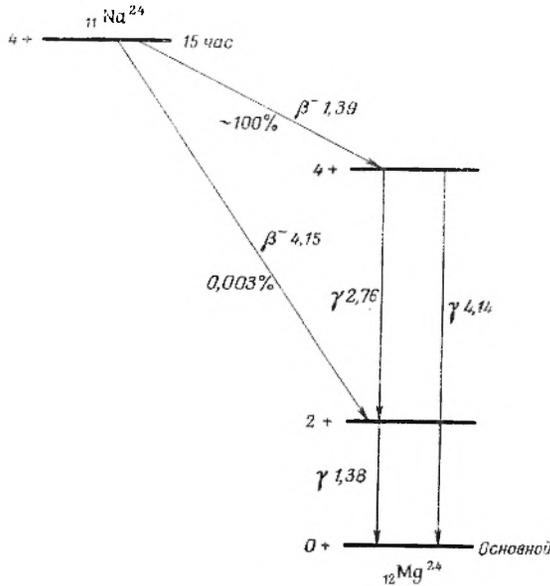
Правила отбора при  $\beta$ -распаде для различных порядков запрещения можно вывести очень просто. При нечетном  $l_i$  исходное и конечное ядра

Таблица 15

Правила отбора при  $\beta$ -распаде

Тип перехода	$l_i$	$\Delta I$	$\Delta \Pi$	$\lg ft$	$\lg[(W_0^2 - 1)^{\Delta I - 1} ft]$	Примеры
Разрешенный (облегченный)	0	0 или 1	Нет	5		$\text{P}^3, \text{Mg}^{23}$
Разрешенный (обычный)	0	0 или 1	Нет	4—7		$\text{S}^{35}, \text{Zn}^{69}$
Разрешенный ( $l$ -запрещенный)	0	1	Нет	6—9		$\text{Cl}^{34}, \text{P}^{32}$
Запрещенный (1-го порядка)	1	0 или 1	Да	6—10		$\text{Ag}^{111}, \text{Ca}^{41}$
Запрещенный (1-го порядка, уникальный)	1	2	Да	~9	~10	$\text{Cl}^{38}, \text{Sr}^{90}$
Запрещенный (2-го порядка)	2	2	Нет	10—14		$\text{Cl}^{36}, \text{Cs}^{135}$
Запрещенный (2-го порядка, уникальный)	2	3	Нет	~14	~15	$\text{Be}^{10}, \text{Na}^{22}$
Запрещенный (3-го порядка)	3	3	Да	17—19		$\text{Rb}^{87}$
Запрещенный (3-го порядка, уникальный)	3	4	Да	~18	~21	$\text{K}^{40}$
Запрещенный (4-го порядка)	4	4	Нет	~23		$\text{In}^{115}$
Запрещенный (4-го порядка, уникальный)	4	5	Нет		~28	

должны иметь противоположные четности ( $\Delta\Pi$  — да); для четных значений  $l_l$  изменения четности при переходе не происходит ( $\Delta\Pi$  — нет). Более того, как и для разрешенных переходов, при испускании электрона и нейтрино в синглетном состоянии (правила отбора Ферми) необходимо



Р и с. 49. Схема распада  $\text{Na}^{24}$ . Значения энергии переходов выражены в  $\text{Мэв}$ . С левой стороны для каждого уровня показаны его спин и четность.

выполнение условия  $\Delta I \leq l_l$ , в то время как при испускании этих частиц в триплетном состоянии (правила отбора Гамова — Теллера) допустимо соотношение  $\Delta I = l_l + 1$ . Исходя из возможности комбинации взаимодействий Ферми и Гамова — Теллера, можно получить приведенные в табл. 15 правила отбора. Отметим, что значения  $\Delta I < l_l$  появляются только для перехода первого порядка запрещения, так как во всех других случаях переходы с такими изменениями спина  $\Delta I$  возможны и при меньших порядках запрещения ( $l_l = 2$  и т. д.). Пределы изменения  $\lg f_{0t}$  свидетельствуют о значительном перекрытии этих величин, особенно для переходов разрешенных и переходов первого порядка запрещения. Таким образом, знание одной лишь величины  $\lg f_{0t}$  редко дает возможность однозначно установить  $\Delta I$  и  $\Delta\Pi$ , однако при учете других данных, и в особенности предсказаний ядерных моделей (см. гл. IX), значения  $\lg f_{0t}$  могут оказаться весьма полезными в определении значений спинов и четности.

Для примера рассмотрим схему распада  $_{11}\text{Na}^{24}$  (рис. 49). Почти во всех случаях  $\beta$ -распад происходит на второй возбужденный уровень  $_{12}\text{Mg}^{24}$  ( $E_{\text{возб}} = 4,14 \text{ Мэв}$ ). Для этого перехода  $t = 15 \cdot 60 \cdot 60 = 5,4 \cdot 10^4 \text{ сек}$ . Из уравнения (25) получаем  $\lg f = 1,6$  и  $\lg ft = 6,3$ . Следовательно, данный переход можно классифицировать как «нормально-разрешенный» переход  $4+ \rightarrow 4+$ , для которого  $\Delta I = 0$  и четность не изменяется. Для значительно менее вероятного  $\beta$ -перехода с энергией  $4,15 \text{ Мэв}$   $t$  равно  $5,4 \cdot 10^4 \cdot 100/0,003 = 1,8 \cdot 10^9 \text{ сек}$  и  $\lg ft = 12,7$ , что также совпадает с предполагаемым характером перехода ( $4+ \rightarrow 2+$ ,  $\Delta I = 2$ ;  $\Delta\Pi$  — нет),

являющегося по данной классификации переходом второго порядка запрещения. Перехода четвертого порядка запрещения непосредственно в основное состояние не наблюдается. В этом случае  $\lg f = 4,0$ . Принимая  $\lg ft \cong 23$ , получаем, что  $\lg t \cong 19$ . Таким образом, период полураспада  $\text{Na}^{24}$  при переходе исключительно в основное состояние  $\text{Mg}^{24}$  составляла бы  $3 \cdot 10^{11}$  лет. Ожидаемая вероятность данного варианта распада составляет всего  $5 \cdot 10^{-15}$ , т. е. ненаблюдаемо мала. Другие варианты использования правил отбора при  $\beta$ -распаде для составления схем распада рассмотрены в гл. XII, раздел Ж.

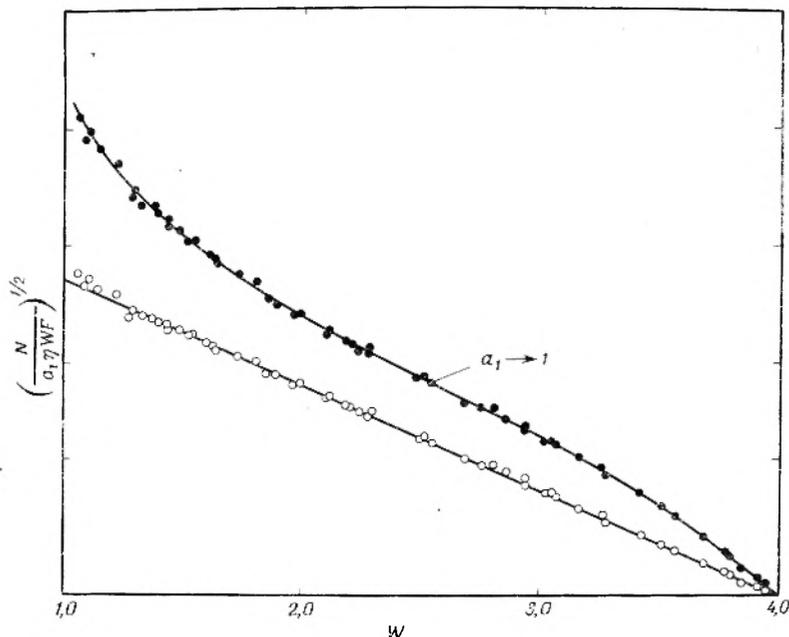
Исследование форм спектров в ряде случаев также может оказаться полезным для идентификации переходов. Как было отмечено ранее, предположение о независимости  $M_{ij}$  от распределения энергии между электроном и нейтрино справедливо только для разрешенных переходов. Для других переходов соотношение (20) обычно не выполняется и, следовательно, графики Кюри не являются прямолинейными. Однако для каждого из основных видов взаимодействий при  $\beta$ -распаде (стр. 250) и для каждого порядка запрещения можно рассчитать дополнительную энергетическую зависимость и (с хорошим приближением) вынести за скобки из ядерного матричного элемента член, зависящий от энергии [22, 23]. Умножая правую сторону уравнения (20) на соответствующий поправочный множитель, можно вновь прийти к выражению, которое даст линейную зависимость от энергии  $\beta$ -частиц  $W$ . Поправочные множители принимают особенно простую форму для переходов с  $\Delta I = l_i + 1$ , запрещенных правилами отбора Ферми и, следовательно, характерных только для  $A$ - и  $T$ -взаимодействий. Такое ограничение делает теоретические предсказания для этих переходов намного более определенными, чем для любых других. По этой причине переходы такого типа называются «уникальными» (см. табл. 15). Поправочный множитель к форме спектра для перехода данного порядка запрещения может быть выражен соотношением

$$\frac{(p_e + p_\nu)^{2l_i + 2} - (p_e - p_\nu)^{2l_i + 2}}{4p_e p_\nu},$$

которое для перехода первого порядка запрещения ( $l_i = 1$ ) переходит в  $2(p_e^2 + p_\nu^2)$ . (Эта величина в литературе известна как поправочный множитель  $a_1$ .) Как показано на рис. 50 на примере  $\beta$ -спектра  $\text{Y}^{91}$ , введение поправочного множителя действительно придает графику Кюри прямолинейную форму для переходов с  $\Delta I = 2$  и с изменением четности. Введение соответствующих поправочных множителей дает аналогичные результаты и для уникальных переходов более высоких порядков запрещения. В настоящее время твердо установлено, что спектры почти всех неуникальных переходов первого порядка запрещения ( $\Delta I = 0$  или 1,  $\Delta \pi = \text{да}$ ) имеют разрешенную форму (20). Для высших порядков запрещения наблюдаемая картина сильно осложняется.

Если  $\beta$ -спектр не имеет разрешенной формы, уравнения (22) и (23) для постоянной распада не совсем справедливы, поскольку  $M_{ij}$  уже не является независимым от  $W$ . Таким образом, в качестве приведенного периода полураспада в этом случае следует использовать не  $f_0 t$ , а исправленные значения  $ft$ . Однако этого обычно не делают, и приводимые в таблицах значения  $ft$  почти всегда представляют собой величины  $f_0 t$ . Для уникальных запрещенных переходов исправленное значение  $f$  может быть аппроксимировано выражением  $(W_0^2 - 1)^{\Delta I - 1} f_0$ . В табл. 15 были представлены значения  $\lg\{(W_0^2 - 1)^{\Delta I - 1} f_0 t\}$  для переходов такого типа. Для

уникальных переходов определенного порядка эта величина несравненно ближе к постоянной, чем  $\lg f_0 t$ . Отметим, однако, что такой метод исправления значения  $ft$  для уникальных переходов, введение которого основывалось на соображениях о форме спектров, не следует применять к процессам электронного захвата.



Р и с. 50. График Кюри для  $\beta$ -спектра  $Y^{91}$  (из работы [23]). Светлые кружки представляют данные, обработанные с учетом поправочного множителя  $a_1$ . Легко видеть, что они хорошо укладываются на прямую. Черные кружки — это те же данные, обработанные с учетом предположения, что рассматриваемый переход является разрешенным ( $a_1 = 1$ ).

**Песохранение четности.** В гл. II бегло упоминалось о том, что закон сохранения четности, в течение долгого времени считавшийся одним из универсальных законов сохранения, не выполняется для слабых взаимодействий. В 1956 г. Ли и Янг [24] впервые указали на эту возможность для объяснения двух видов распада одной и той же частицы — перехода  $K$ -мезона в четное состояние (с испусканием двух  $\pi$ -мезонов) и в нечетное (с испусканием трех  $\pi$ -мезонов). Ли и Янг отметили также, что к тому времени не имелось экспериментальных данных, подтверждающих закон сохранения четности при слабых взаимодействиях (в то время как для ядерных и электромагнитных взаимодействий он был твердо установлен), и предложили ряд опытов для проверки справедливости этого закона. Первое экспериментальное подтверждение несохранения четности при слабых взаимодействиях было получено в историческом эксперименте Ву и сотр. [25], показавших, что излучение  $\beta$ -частиц ядрами  $Co^{60}$ , спины которых были преимущественно ориентированы в определенном направлении при очень низких температурах (во избежание нарушения ориентации за счет теплового движения), происходит главным образом в направлении, противоположном вектору спина ядра.

Для того чтобы понять значение этого эксперимента, следует рассмотреть поведение различных величин при операции инверсии, т. е. при зеркальном отображении или перемене знака пространственных координат. Так называемые полярные векторы, например механический момент, скорость или электрическое поле, изменяют знак при этой операции, в то время как так называемые аксиальные векторы, характеризующиеся не только направлением, но и «винтовым» вращением по или против часовой стрелки, например момент количества движения или магнитное поле, не меняют знака. Любая величина, являющаяся (скалярным) произведением двух полярных или двух аксиальных векторов, оказывается инвариантной относительно пространственной инверсии. Такие величины называются скалярными. Величина, являющаяся скалярным произведением одного полярного и одного аксиального вектора, изменяет знак при операции инверсии. Наличие таких величин, называемых псевдоскалярными, запрещено требованием сохранения четности.

В работе Ли и Янга, опубликованной в 1956 г., было сделано важное заключение о том, что ни одно из имевшихся к тому времени экспериментальных данных по слабым взаимодействиям не давало определенного ответа на вопрос о сохранении четности, поскольку наблюдаемые величины во всех случаях были скалярными. Эксперимент с ориентированными ядрами  $\text{Co}^{60}$  был поставлен специально в поисках псевдоскалярной величины, а именно компоненты потока  $\beta$ -частиц, пропорциональной произведению ядерного спина (аксиальный вектор) и скорости электрона (полярный вектор). Обнаруженное явление асимметрии позволило точно установить наличие этой псевдоскалярной компоненты и таким образом доказать, что при слабых взаимодействиях четность не сохраняется. С тех пор многие эксперименты подтвердили несохранение четности при всех слабых взаимодействиях. Следовательно, теперь известно, что в процессах такого рода правая и левая стороны не эквивалентны. Действительно, опытами Гольдхабера, Гродзинса и Саньяра (см. работу [21]) было показано, что нейтрино, испускаемые в процессе захвата орбитального электрона (и, по всей вероятности, также нейтрино, вылетающие при испускании позитрона), являются левополяризованными (винт с левой резьбой), т. е. их спины антипараллельны направлению движения. Позитроны в таком случае должны быть правополяризованными, электроны — левополяризованными и антинейтрино, испускаемые при  $\beta^-$ -распаде, — правополяризованными.

Следует еще раз подчеркнуть, что, хотя четность в процессах  $\beta$ -распада не сохраняется, все сказанное в этом разделе о формах спектров и периодах полураспада при  $\beta$ -распаде остается в силе, поскольку рассмотрению подлежали только скалярные величины. Таким образом, основополагающая теория Ферми в целом не нарушается, однако отсутствие сохранения четности требует введения некоторых дополнительных констант взаимодействия. Открытие несохранения четности в свою очередь стимулировало постановку нового класса экспериментов для наблюдения: 1) асимметрии излучения ориентированных ядер, 2) поляризации  $\beta$ -частиц и 3) угловой корреляции между  $\beta$ -частицами и поляризованными  $\gamma$ -лучами. Эти опыты, способные пролить свет на характер взаимодействия при  $\beta$ -распаде, рассмотрены в работах [20] и [21].

**Нейтрино и антинейтрино.** Открытие несохранения четности и экспериментальные данные, полученные в ходе многочисленных трудоемких исследований исключительно слабых взаимодействий нейтрино с веществ-

вом, в очень большой степени способствовали пониманию природы нейтрино (см., например, [21] и [26]). Как отмечалось на стр. 61, Рейнес и Коуэн [26] экспериментально обнаружили явление захвата протонами антинейтрино ядерного реактора и измерили сечение этого процесса, оказавшееся равным примерно  $10^{-43}$  см<sup>2</sup>, что приблизительно соответствует теоретически ожидаемым результатам. С другой стороны, Дэвис получил отрицательный результат в попытках зарегистрировать антинейтрино реактора по его взаимодействию с  $\text{Cl}^{37}$ , сопровождающемуся образованием  $\text{Ar}^{37}$  (данная реакция, вероятно, должна идти с участием нейтрино, так как она является обратной по отношению к процессу электронного захвата:  $\text{Ar}^{37} + \bar{\nu} \rightarrow \text{Cl}^{37} + \nu$ ). Сечение реакции для антинейтрино оказалось меньше  $1/10$  ожидаемой величины для реакции  $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ . Таким образом, нейтрино и антинейтрино представляют собой две различные частицы, что вполне соответствует новой теории  $\beta$ -распада, учитывающей несохранение четности. Все имеющиеся в настоящее время данные подтверждают представление о том, что в процессах  $\beta$ -распада участвует два вида частиц, не имеющих массы покоя: левополяризованные нейтрино и правополяризованные антинейтрино\*.

Различие между  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  устраняет неоднозначность в ожидаемых значениях периодов полураспада при двойном  $\beta$ -распаде. При идентичности нейтрино и антинейтрино этот процесс мог бы протекать через виртуальное промежуточное состояние, причем «нейтрино» порождалось бы на первой стадии и поглощалось на второй с испусканием  $\beta$ -частицы на каждой стадии. При  $\nu \neq \bar{\nu}$  этот процесс невозможен, поскольку первая стадия должна идти с испусканием  $\bar{\nu}$ , а вторая — с поглощением  $\nu$ . Вместо этого происходит испускание  $2\beta^- + 2\bar{\nu}$ , причем ожидаемое значение продолжительности жизни ядра по отношению к процессу двойного  $\beta$ -распада оказывается на несколько порядков больше, чем в процессе, не сопровождающемся испусканием нейтрино. Некоторые значения нижних пределов экспериментальных величин периодов полураспада при испускании двух  $\beta$ -частиц (например,  $10^{18}$  лет для  $\text{Pd}^{110}$ ,  $6 \cdot 10^{18}$  лет для  $\text{U}^{238}$ ,  $3 \cdot 10^{17}$  лет для  $\text{Sn}^{124}$ ) подтверждают теоретические представления об испускании двух антинейтрино.

### Г. $\gamma$ -РАСПАД

Как указывалось в гл. II,  $\gamma$ -переходом является любой переход возбужденного ядра в состоянии с меньшей энергией, не сопровождающийся изменением исходных значений  $A$  и  $Z$ . Возбужденные ядра обычно образуются в процессах испускания  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц или путем непосредственного возбуждения из основного состояния (под действием электромагнитного излучения или вследствие кулоновского взаимодействия между заряженными частицами), а также при  $\gamma$ -переходах из возбужденных состояний с более высокой энергией. Переход между уровнями возбужденного ядра может происходить посредством испускания кванта электромагнитного излучения ( $\gamma$ -лучи), электронов внутренней конверсии, электронно-

\* В последнее время получены экспериментальные данные, указывающие на то, что нейтрино, испускаемые вместе с  $\mu$ -мезонами, не тождественны частицам, испускаемым при  $\beta$ -распаде. Таким образом, существует, по-видимому, четыре типа нейтрино:  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  [27]. [Гипотеза о существовании четырех типов нейтрино, оправданная впоследствии на опыте, была развита советскими учеными Б. М. Понтекорво и М. А. Марковым.]

Б. М. Понтекорво был предложен и описанный здесь опыт Дэвиса.— *Прим. ред.*]

позитронных пар ( $e^+e^-$ ) или одновременно двух квантов\*. Переходы с данного уровня в состояние с меньшей энергией могут протекать различными вышеназванными способами; например, испускание  $\gamma$ -квантов обычно конкурирует с процессом внутренней конверсии.

При переходе возбужденного ядра в состояние с меньшей энергией излучение  $\gamma$ -квантов в ряде случаев конкурирует и с испусканием частиц. Если энергия возбуждения превышает пороговую энергию испускания нейтрона примерно на  $1 \text{ Мэв}$ , распад возбужденного состояния идет преимущественно путем испускания нейтронов. Тем не менее вероятность распада с испусканием  $\gamma$ -квантов не становится пренебрежимо малой благодаря наличию большого числа возможных конечных состояний при  $\gamma$ -распаде. (Интересный пример конкуренции  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучения при дезактивации возбужденных состояний  $\text{RaC}'(\text{Po}^{214})$  и  $\text{ThC}'(\text{Po}^{212})$ , образованных при  $\beta$ -распаде, уже рассматривался выше на стр. 63.) Времена жизни ядер относительно  $\beta$ -распада обычно значительно больше, чем при  $\gamma$ -распаде. По этой причине дезактивация возбужденного состояния путем испускания  $\beta$ -частицы наблюдается только в том случае, когда  $\gamma$ -переход строго запрещен правилами отбора, а именно из изомерных состояний.

**Время жизни возбужденных состояний.** Подавляющее большинство  $\gamma$ -переходов происходит в течение промежутков времени, слишком коротких для прямых измерений, т. е. быстрее, чем за  $3 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$  (величина, находящаяся примерно на пределе возможностей современной техники измерений методом запаздывающих совпадений) (гл. III, стр. 88). Применение некоторых косвенных методов измерения времен жизни возбужденных состояний, дезактивирующихся путем испускания  $\gamma$ -квантов, позволило определять величины порядка  $10^{-15} \text{ сек}$  [28]. Одним из таких методов является измерение вероятности обратной реакции — так называемого кулоновского возбуждения; в этом процессе переход ядра из основного состояния в возбужденное осуществляется в результате электромагнитного взаимодействия с заряженными частицами, которые движутся со скоростью, недостаточной для преодоления кулоновского отталкивания, и не могут приблизиться к ядру на расстоянии действия ядерных сил. Другие экспериментальные методы дают возможность определить энергетическую ширину интересующего нас возбужденного уровня  $\Delta E^{**}$  (значение ширины при резонансной интенсивности, равной  $1/2$  от максимальной). В этом случае средняя продолжительность  $\Delta t$  жизни вычисляется с помощью соотношения неопределенности:  $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar/2\pi$ . Результаты, полученные при использовании таких методов, а также значения относительных вероятностей испускания нуклонов и фотонов, о которых уже говорилось, позволяют сделать вывод, что большинство  $\gamma$ -переходов происходит в течение  $10^{-13}$  —

\* Последний процесс не был обнаружен экспериментально.

\*\* Для этой цели используются процессы резонансного рассеяния и резонансного поглощения  $\gamma$ -лучей.  $\gamma$ -квант, сообщаящий ядру массы  $M$  энергию возбуждения  $E$ , должен в соответствии с законом сохранения импульса иметь энергию  $E + E^2/2Mc^2$ . Энергия же  $\gamma$ -кванта, испускаемого при дезактивации того же самого возбужденного состояния, равняется  $E - E^2/2Mc^2$ , причем часть энергии ( $E^2/2Mc^2$ ) теряется за счет отдачи источника. Резонансное поглощение или рассеяние этого  $\gamma$ -кванта становится возможным только в том случае, если эти затраты энергии тем или иным способом восполняются (исключая из этого правила рассмотрение в гл. XIII, раздел А). На практике это можно осуществить путем приведения источника в движение, нагреванием (за счет теплового движения атомов источника) или используя энергию отдачи, сообщаемую ядрам источника в процессе предшествовавшего акта распада, например при испускании  $\beta$ -частицы. Варьируя значения дополнительной энергии, можно измерить ширину резонанса и, таким образом, ширину уровня  $\Delta E$ .

$10^{-16}$  сек. Порядок этой величины соответствует ожидаемому значению времени жизни для излучательного перехода диполя, характеризующегося размерами ядра и единичным зарядом. Вопрос о том, стоит ли рассматривать столь быстро протекающие  $\gamma$ -переходы как радиоактивный распад, является, очевидно, делом вкуса или соглашения\*. Ввиду того что эти переходы обычно происходят одновременно с процессами  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада или, точнее говоря, следуют за ними, они, несомненно, имеют огромное значение для любых методов регистрации излучений и при установлении схем ядерных уровней даже в том случае, если времена жизни ядер относительно таких  $\gamma$ -переходов измерить не удастся. В этом разделе, однако, будут рассмотрены в основном  $\gamma$ -переходы со значительно более продолжительными временами жизни, а также условия, необходимые для существования метастабильных или изомерных состояний, дезактивирующихся путем таких переходов.

Как было отмечено в гл. II, классификация ядерных изомеров с точки зрения «измеримой продолжительности жизни» с появлением новых прямых и косвенных методов измерения становится совершенно неопределенной. Времена жизни возбужденных состояний, по-видимому, изменяются в интервале от «мгновенной» области (меньше  $10^{-13}$  сек) до многих лет. Теперь перейдем к рассмотрению соотношений между вероятностью перехода, энергией распада, а также спинами и четностью исходного и конечного состояний.

**Мультипольность излучения и правила отбора.** Согласно классической электромагнитной теории, позволяющей получить в данном случае существенные результаты,  $\gamma$ -излучение обусловлено изменением во времени распределения зарядов и токов в ядре. Исходя из того что при изменениях в распределении зарядов в ядре возникают электрические моменты, а в результате изменения распределения токов — магнитные, различают электрические ( $E$ ) и магнитные ( $M$ )  $\gamma$ -переходы. Помимо этого,  $\gamma$ -переходы, как и в случае  $\beta$ -распада, удобно классифицировать по величине момента количества движения  $l$  (в единицах  $\hbar$ ), уносимого каждым  $\gamma$ -квантом. Как будет показано далее, в этом случае, также как и для  $\beta$ -распада, вероятности переходов быстро падают с возрастанием этой величины. По принятой номенклатуре\*\* излучения, уносящие соответственно 1, 2, 3, 4, 5 единиц  $\hbar$  момента количества движения, называются дипольными, квадрупольными, октупольными,  $2^4$ -польными и  $2^5$ -польными. Электри-

\* Следует, однако, иметь в виду необходимость четкого разграничения процессов радиоактивного распада и распада образующегося на первой стадии ядерных реакций возбужденного составного (промежуточного) ядра (см. гл. X). Такое разграничение, безусловно, требует исключить из числа радиоактивных переходов с временами  $\tau \leq \leq 10^{-12} - 10^{-13}$  сек. В противном случае перепутаются понятия самопроизвольных и индуцированных ядерных превращений и потеряет смысл классификация по сравнительно небольшому числу типов радиоактивного распада.— *Прим. ред.*

\*\* Такого рода классификация мультипольностей возникла в связи с тем, что поле излучения, создаваемое системой движущихся зарядов, всегда можно представить разложением в ряд сферических гармоник 1-, 2-, 3-го и т. д. порядков. Первый, отличный от нуля, член в этом ряду соответствует чистому дипольному излучателю, второй — квадрупольному излучателю и т. д. Помимо этого, последовательные члены этого мультипольного разложения соответствуют фотонам, уносящим 1, 2, 3 и т. д. единиц момента количества движения;  $l$ -й член рассматриваемого разложения пропорционален  $(R/\lambda)^l$ , где  $R$  характеризует размер излучателя (близкий к значению ядерного радиуса), а  $\lambda$  — длина волны испускаемого излучения, деленная на  $2\pi$ . Для  $\gamma$ -лучей значение  $\lambda$  всегда очень велико по сравнению с размерами ядра (для фотона с энергией  $1 \text{ Мэв } \lambda \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ ), так что ряд быстро сходится, и обычно следует учитывать только первый член, отличный от нуля.

ческое (или магнитное)  $2^l$ -польное излучение коротко обозначают  $El$  (или  $Ml$ ); таким образом,  $E2$  соответствует электрическому квадрупольному излучению,  $M4$  — магнитному  $2^4$ -польному и т. д. Свойства четности электрических и магнитных мультипольных излучений неодинаковы. Если обозначить «четные» и «нечетные» излучения знаками  $+1$  и  $-1$ , то электрическое  $2^l$ -польное излучение характеризуется четностью  $(-1)^l$ , в то время как четность магнитного излучения той же мультипольности задается величиной  $(-1)^{l+1}$ .

Сформулируем теперь правила отбора для  $\gamma$ -переходов между исходным и конечным состояниями со спинами  $I_i$  и  $I_f$  и одинаковыми или различными четностями. Из сказанного выше о моментах количества движения, соответствующих  $2^l$ -польному излучению, непосредственно следует, что  $l \geq |I_i - I_f|$ . Однако соображения о сложении векторов рассматриваемых моментов количества движения налагают еще одно ограничение, состоящее в том, что  $l$  не может быть больше чем  $I_i + I_f$ . Таким образом, для электрических и магнитных излучений имеем

$$I_i + I_f \geq l \geq |I_i - I_f|. \quad (29)$$

Если исходное и конечное состояния имеют одинаковые четности, разрешенными являются электрические мультипольные переходы с четным  $l$  и магнитные мультипольные переходы с нечетным  $l$ . Если четности исходного и конечного состояний различны, разрешены электрические мультиполи с нечетным  $l$  и магнитные мультиполи с четным  $l$ . Например, если переход происходит между состояниями  $4+$  и  $2+$ , порядок мультипольности  $l$  может изменяться от 2 до 6, однако в силу указанного правила отбора, возникающего вследствие необходимости сохранения четности, возможными оказываются только переходы  $E2$ ,  $M3$ ,  $E4$ ,  $M5$  и  $E6$ .

В действительности положение упрощается, поскольку обычно только низший порядок мультипольности (иногда два самых низких порядка), разрешенный правилами отбора, вносит заметный вклад в интенсивность излучения. Это можно объяснить следующим образом: вероятность перехода пропорциональна квадрату матричного элемента данного взаимодействия; следовательно, вклад каждого члена степенного разложения поля (см. примечание на стр. 259) в вероятность перехода пропорционален  $(R/\lambda)^{2l}$ . Ввиду того что  $R/\lambda$  всегда мало ( $\approx 10^{-2} - 10^{-3}$ ), основную роль обычно играют переходы низшего разрешенного порядка мультипольности. Если таким переходом является магнитный дипольный ( $M1$ ) переход, то обычно возникает исключение из этого правила; преобладающим зачастую оказывается электрический квадрупольный переход ( $E2$ ). Объяснение этого факта состоит в том, что плотности токов в ядре (вызывающих появление магнитных мультиполей) меньше, чем плотности зарядов (порождающих электрические мультиполи), приблизительно в  $v/c$  раз, где  $v$  — скорость движения зарядов (протонов) в ядре. Следовательно, для данного порядка мультипольности вероятность магнитных переходов может оказаться меньше вероятности электрических переходов примерно в  $(v/c)^2 \approx 10^{-2}$  раз (здесь не учитывается вклад собственных магнитных моментов нуклонов). Таким образом, можно предполагать, что переходы  $E(l+1)$  будут конкурировать с переходами ( $Ml$ ). Эта зависимость, как уже отмечалось, подтверждается экспериментом для  $l=1$ , однако она не была однозначно установлена для переходов более высоких порядков.

Правила отбора, рассмотренные выше, сведены в табл. 16. В ней представлены также некоторые весьма важные частные случаи, вытекающие из ограничения  $l \leq I_i + I_f$ , о которых еще не упоминалось. В частности,

Таблица 16

Правила отбора для  $\gamma$ -переходов

$\Delta I$	0 а)	0 а)	1	1	2	2	3	3	4	4	и т. д.
$\Delta \pi$	Нет	Да	Нет	Да	Нет	Да	Нет	Да	Нет	Да	
Тип пере- хода	$M1$	$E1$	$M1$	$E1$	$E2$	$M2$	$M3$	$E3$	$E4$	$M4$	
	$E2$		$E2$ б)			$(E3)$ б)	$(E4)$ б)			$(E5)$ б)	

а) Более полное правило отбора (29) исключает любые однофотонные переходы, если  $I_i = I_f = 0$  (собственный спин фотона равен 1).

Альтернативная возможность дезактивации для этого случая рассмотрена в тексте. Переходы между состояниями со спином  $I=1/2$  и одинаковой четностью запрещены условием (29) для электрического квадрупольного излучения (E2), но разрешены для магнитного дипольного излучения (M1).

б) Если одно из состояний, между которыми происходит переход, имеет нулевой спин и разрешенный переход самого низкого порядка является магнитным мультипольным переходом, то магнитный мультипольный переход следующего более высокого порядка абсолютно запрещен уравнением (29).

$0 \rightarrow 0$ -переходы ( $I_i = 0, I_f = 0$ ) при испускании фотона невозможны, поскольку фотон обладает единичным спином и, следовательно, должен (вероятно) уносить по крайней мере одну единицу момента количества движения (это условие всегда может быть выполнено для других переходов с  $\Delta I = 0$  при соответствующей ориентации векторов  $I_i$  и  $I_f$ ). Если при  $0 \rightarrow 0$ -переходе не происходит изменения четности, дезактивация возбужденного состояния может сопровождаться испусканием электрона внутренней конверсии или, в случае  $\Delta E > 1,02 \text{ Мэв}$ , одновременным испусканием электрона и позитрона. Примером первого типа могут служить переходы в основные состояния ( $0+$ ) из возбужденных состояний ( $0+$ )  $\text{Ge}^{72}$  ( $\Delta E = 0,68 \text{ Мэв}, t_{1/2} = 0,3 \text{ миксек}$ ) и  $\text{Po}^{214}$  ( $\Delta E = 1,42 \text{ Мэв}$ ). Испускание пар имеет место, например, при дезактивации возбужденного состояния  $\text{O}^{16}$  ( $E_{\text{возб}} = 6,05 \text{ Мэв}, t_{1/2} = 7 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ ). Переходы между двумя состояниями с  $I = 0$  и противоположной четностью не могут протекать как процессы первого порядка, так как это потребовало бы одновременного испускания двух  $\gamma$ -квантов или двух конверсионных электронов. Переходов такого рода до настоящего времени не обнаружено.

**Изомерные переходы.** Рассмотрев правила отбора, обратимся теперь к более детальному обсуждению вопроса об истинных временах жизни по отношению к  $\gamma$ -переходам и затем сопоставим предсказания теории с результатами экспериментальных исследований изомерных переходов. Как уже отмечалось, вероятность перехода при испускании  $2^l$ -польного излучения с длиной волны  $2\pi\lambda$  из ядра радиусом  $R$  должна быть примерно пропорциональна  $(R/\lambda)^{2l}$ . Ввиду того что  $R \propto A^{1/3}$  и энергия перехода  $E \propto 1/\lambda$ , получаем, что вероятность перехода, или парциальная константа распада, для испускания  $\gamma$ -кванта равна

$$\lambda_\gamma \propto E^{2l} A^{2l/3}. \tag{30}$$

Таким образом, при данном  $\Delta I$  периоды полураспада уменьшаются с увеличением  $A$  довольно быстро, а с увеличением  $E$  — еще быстрее (более детальное рассмотрение приводит к зависимости от  $E$  вида  $E^{2l+1}$ ), причем

с возрастанием порядка мультипольности увеличивается и крутизна зависимости от  $A$  и  $E$ .

Для того чтобы пойти дальше качественных рассуждений такого рода и рассчитать абсолютные вероятности переходов или периоды полураспада, необходимо сделать более определенные допущения о распределении зарядов и токов в ядре, т. е. выбрать ядерную модель. В качестве простейшего примера можно взять одночастичную модель (см. гл. IX, раздел 1). Допустим, что  $\gamma$ -переход можно рассматривать как переход одного нуклона из состояния с определенным моментом количества движения в другое состояние, причем остальная часть ядра может быть представлена как потенциальная яма. Исходя из этих допущений, Вайскопф [22] вывел выражение для постоянных распада электрических и магнитных переходов порядка  $2^l$ . Эти достаточно громоздкие общие формулы (см., например, [29] и [30]) для некоторых малых порядков мультипольности принимают

Таблица 17

**Парциальные периоды полураспада для  $\gamma$ -переходов,  
рассчитанные на основе одночастичной модели<sup>a)</sup>**

Тип перехода	Парциальный период полураспада $t_{\gamma}$ , сек		Иллюстративные значения $t_{\gamma}$ (в сек) для $A=125$ ; $E=0,1$ Мэв
$E1$	$5,7 \cdot 10^{-15}$	$E^{-3} A^{-2/3}$	$2 \cdot 10^{-13}$
$E2$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	$E^{-5} A^{-4/3}$	$1 \cdot 10^{-6}$
$E3$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$E^{-7} A^{-2}$	8
$E4$	$3,4 \cdot 10^4$	$E^{-9} A^{-8/3}$	$9 \cdot 10^7$
$E5$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$E^{-11} A^{-10/3}$	$1 \cdot 10^{15}$
$M1$	$2,2 \cdot 10^{-14}$	$E^{-3}$	$2 \cdot 10^{-11}$
$M2$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$E^{-5} A^{-2/3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
$M3$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$E^{-7} A^{-4/3}$	$8 \cdot 10^2$
$M4$	$1,3 \cdot 10^6$	$E^{-9} A^{-2}$	$8 \cdot 10^9$
$M5$	$5,0 \cdot 10^{11}$	$E^{-11} A^{-8/3}$	$1 \cdot 10^{17}$

<sup>a)</sup> Энергии  $E$  выражены в Мэв. Значение параметра ядерного радиуса  $r_0$  принималось равным  $1,3 \cdot 10^{-13}$  см. Подчеркнем, что  $t_{\gamma}$  — это парциальные периоды полураспада только для  $\gamma$ -переходов. Наличие внутренней конверсии всегда понижает измеряемые значения периодов полураспада.

довольно простой вид (см. табл. 17). Численные данные, приведенные в качестве примера для случая с  $A = 125$  и  $E = 0,1$  Мэв, демонстрируют огромное влияние порядка мультипольности на период полураспада. Измеренные значения периодов полураспада при испускании  $\gamma$ -квантов\* обычно достаточно близки к величинам, предсказываемым одночастичной

\* Отметим, что в табл. 17 приведены парциальные периоды полураспада только для испускания  $\gamma$ -квантов. Если коэффициент внутренней конверсии равен  $\alpha$ , то период полураспада для перехода в состояние с меньшей энергией (совпадающий с экспериментальным значением при отсутствии конкурирующего вида распада) равняется  $t_{1/2} = t_{\gamma} / (1 + \alpha)$ .

моделью, и позволяют определять изменения спина. Для переходов ( $M4$ ), очень распространенных среди изомеров, экспериментальные значения отличаются от теоретических не более чем в 2—3 раза, а для других переходов с  $\Delta I > 2$  рассчитанные величины редко отличаются от действительных периодов полураспада более чем в 100 раз.

Успешные расчеты продолжительности жизни изомеров, рассматриваемых как одночастичные возбужденные состояния, оказались сильным аргументом в пользу оболочечной модели (частного случая одночастичной модели, см. гл. IX) и в чрезвычайно большой степени способствовали ее дальнейшему развитию в начале пятидесятых годов [31, 32]. Как указано в гл. IX, раздел Г, оболочечная модель предсказывает для данного ядра существование низкоэнергетических состояний с сильно различающимися спинами при  $Z$  или  $N$ , приближающихся к значениям, характерным для заполненных оболочек, т. е. к 50, 82 и 126. Эти области значений  $Z$  и  $N$  в точности совпадают с так называемыми «островами изомерии», обнаруженными опытным путем. Все свойства этих изомеров, в том числе и продолжительности жизни, превосходно описываются оболочечной моделью.

Формула Вайскопфа (табл. 17), очевидно, дает нижние предельные значения периодов полураспада для  $\gamma$ -переходов, поскольку переходы между состояниями, спины и четности которых нельзя полностью объяснить свойствами индивидуальных нуклонов в ядре, возникают в результате взаимодействия между несколькими нуклонами, находящимися вне заполненной оболочки (см. гл. IX), и должны быть замедлены. Многочисленные отклонения экспериментальных величин от значений продолжительности жизни, полученных по формуле Вайскопфа, носят именно такой характер и объясняются свойствами многочастичных конфигураций, однако все еще в духе основных положений одночастичной модели.

С другой стороны, для тяжелых ядер наблюдается большая группа  $E2$ -переходов, протекающих примерно в 100 раз быстрее, чем следовало бы ожидать из предсказаний одночастичной модели. Для объяснения этого факта было использовано представление о коллективном движении с участием не одного, а многих протонов. Такие быстрые  $E2$ -переходы происходят в основном между низшими уровнями возбужденных до малых энергий ядер с числом нейтронов в пределах 90—120 или превышающим 140 и лучше всего описываются коллективной моделью ядра (см. гл. IX, раздел Д). Эта модель предсказывает полосы «вращательных» состояний для сфероидально деформированных ядер. Спины последовательных вращательных состояний четно-четных ядер равны 0, 2, 4, 6. . . Интересно отметить, что для тех же ядер наблюдаются чрезвычайно замедленные (в  $10^3$ — $10^8$  раз по сравнению с предсказанными одночастичной моделью)  $E1$ -переходы между состояниями с различной четностью. С точки зрения коллективной модели, это явление можно объяснить существованием более асимметричных деформированных ядер (например, в форме груши) и применением других правил отбора для переходов между такими состояниями и обычными сфероидальными или эллипсоидальными состояниями [29]. То же явление находит, однако, объяснение и в рамках одночастичной модели (см. раздел Ж гл. IX).

**Внутренняя конверсия.** Как неоднократно отмечалось, внутренняя конверсия представляет собой один из видов перехода между уровнями возбужденного ядра, часто конкурирующего с испусканием  $\gamma$ -квантов. Определение полного и парциальных коэффициентов внутренней конвер-

сии (обозначаемых  $\alpha$ ,  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$  и т. д.) было дано на стр. 64. Расчет коэффициентов внутренней конверсии является предметом рассмотрения атомной физики. Эта задача включает расчет амплитуд волновых функций электрона в области расположения ядра и может быть решена без учета ядерных сил. Расчеты проводились с различными степенями приближения. В наиболее полном виде полученные результаты представлены в работе Розе [33] (часть данных приводится также в работе [34]). Для широкого интервала значений  $Z$  и  $E_\gamma$  и для первых пяти электрических и магнитных мультиполей были рассчитаны коэффициенты внутренней конверсии для  $K$ -оболочки и трех  $L$ -подоболочек ( $L_I$ ,  $L_{II}$  и  $L_{III}$ )\*, а также некоторые значения для  $M$ -оболочки и  $M$ -подоболочки. Коэффициенты для  $K$ - и  $L$ -оболочек были рассчитаны с учетом экранирующего действия электронов и конечного размера ядра. Коэффициенты для  $M$ -оболочки рассчитывались без введения этих поправок. Некоторые значения коэффициентов для  $K$ - и  $L$ -оболочек представлены в табл. 18. Чтобы получить точные данные для других элементов и других значений энергии, следует, конечно, обратиться к более полным таблицам [33]. Однако данные табл. 18 можно использовать и для иных значений  $E$  и  $Z$ . Интерполицию к другим энергиям лучше всего проводить по графикам зависимостей  $\lg \alpha$  от  $\lg E$  для каждого порядка мультипольности. В общем эти коэффициенты увеличиваются с уменьшением энергии, с увеличением  $Z$  и  $\Delta I$ .

Экспериментальное определение абсолютных значений коэффициентов конверсии является весьма трудной задачей, поскольку в этом случае необходимо проводить измерение интенсивности излучения и определять эффективность регистрации как для конверсионных электронов, так и для  $\gamma$ -лучей. На практике измерения значительно легче проводить с помощью  $\beta$ -спектрографа. В этом случае измеряют относительные интенсивности двух или более конверсионных линий для одного и того же перехода и сравнивают эти отношения с теоретическими значениями. Как следует из табл. 18, отношения  $\alpha_K/\alpha_L$ , хотя и не изменяющиеся в таких широких пределах, как сами коэффициенты внутренней конверсии, можно с успехом использовать для определения порядков мультипольности и, следовательно,  $\Delta I$  и  $\Delta \Pi$ , особенно при относительно больших  $Z$  и малых энергиях. Как показано Гольдхабером и Самьером [32], отношения  $\alpha_K/\alpha_L$  для данного типа мультипольности изменяются приблизительно как  $Z^2/E$ .

Анализ отношений  $\alpha_L/\alpha_M$ , и в особенности отношений для  $L$ -подоболочки  $\alpha_{L_I}/\alpha_{L_{II}}$ ,  $\alpha_{L_I}/\alpha_{L_{III}}$  и т. п., позволяет получить дополнительные сведения о характере переходов. Такие отношения обычно сильно различаются для электрических и магнитных мультипольных переходов одного порядка. Например, при  $Z = 70$  и  $E = 0,40 m_e c^2 = 204$  кэв, отношения  $\alpha_K/\alpha_L$  для  $E1$ - и  $M1$ -переходов практически одинаковы (6,94 и 7,25, по данным табл. 18), однако отношение  $L_{III}/L_I$  для  $E1$  равно 0,17, а для  $M1$  составляет 0,011. У тяжелых элементов энергии переходов часто оказываются ниже энергии связи электронов в  $K$ -оболочке, и в этом случае для идентификации особенно важны отношения коэффициентов конверсии для  $L$ -подоболочки, для  $L$ - и  $M$ -оболочек и т. д. Эти соотношения весьма полезны также для определения долей примеси в переходах смешанной мультипольности (например,  $M1 - E2$ ). Разрешение электронных линий, обусловленных внутренней конверсией на различных  $L$ -подоболоч-

\* Подоболочки  $L_I$ ,  $L_{II}$  и  $L_{III}$  заполнены соответственно  $2s_{1/2}$ -,  $2p_{1/2}$ - и  $2p_{3/2}$ -электронами.

Коэффициенты внутренней конверсии на К- и L-оболочках<sup>1)</sup>

Z	Тип пере- хода	$E_{\gamma} =$							
		0,15		0,40		1,00		2,00 $m_0 c^2$	
		$\alpha_K$	$\alpha_L$	$\alpha_K$	$\alpha_L$	$\alpha_K$	$\alpha_L$	$\alpha_K$	$\alpha_L$
25	E1	7,76 (-2)	6,81 (-3)	3,86 (-3)	3,34 (-4)	2,98 (-4)	2,57 (-5)	6,48 (-5)	5,56 (-6)
	M1	5,52 (-2)	4,98 (-3)	4,31 (-3)	3,81 (-4)	5,04 (-4)	4,38 (-5)	1,19 (-4)	1,02 (-5)
	E2	1,11 (0)	1,12 (-1)	2,56 (-2)	2,33 (-3)	1,01 (-3)	8,87 (-5)	1,47 (-4)	1,28 (-5)
	M2	7,18 (-1)	7,45 (-2)	2,50 (-2)	2,33 (-3)	1,58 (-3)	1,39 (-4)	2,61 (-4)	2,28 (-5)
	E3	1,31 (1)	1,88 (0)	1,45 (-1)	1,45 (-2)	3,04 (-3)	2,76 (-4)	3,05 (-4)	2,68 (-5)
	M3	8,90 (0)	1,15 (0)	1,40 (-1)	1,42 (-2)	4,66 (-3)	4,26 (-4)	5,37 (-4)	4,75 (-5)
	E4	1,48 (2)	3,41 (1)	7,73 (-1)	9,12 (-2)	8,75 (-3)	8,29 (-4)	6,11 (-4)	5,46 (-5)
	M4	1,11 (2)	1,86 (1)	7,84 (-1)	8,82 (-2)	1,36 (-2)	1,29 (-3)	1,08 (-3)	9,68 (-5)
	E5	1,66 (3)	6,30 (2)	4,09 (0)	5,91 (-1)	2,48 (-2)	2,50 (-3)	1,21 (-3)	1,10 (-4)
	M5	1,40 (3)	3,08 (2)	4,40 (0)	5,61 (-1)	3,95 (-2)	3,92 (-3)	2,14 (-3)	1,96 (-4)
45	E1	2,73 (-1)	3,31 (-2)	1,65 (-2)	1,91 (-3)	1,49 (-3)	1,70 (-4)	3,41 (-4)	3,83 (-5)
	M1	6,42 (-1)	8,07 (-2)	4,31 (-2)	5,25 (-3)	4,29 (-3)	5,12 (-4)	8,78 (-4)	1,03 (-4)
	E2	2,57 (0)	7,41 (-1)	8,84 (-2)	1,34 (-2)	4,61 (-3)	5,72 (-4)	7,89 (-4)	9,15 (-5)
	M2	7,86 (0)	1,45 (0)	2,42 (-1)	3,45 (-2)	1,37 (-2)	1,72 (-3)	2,09 (-3)	2,49 (-4)
	E3	1,94 (1)	2,13 (1)	4,10 (-1)	1,05 (-1)	1,27 (-2)	1,87 (-3)	1,62 (-3)	2,60 (-4)
	M3	7,44 (1)	2,70 (1)	1,22 (0)	2,26 (-1)	3,89 (-2)	5,41 (-3)	4,31 (-3)	5,35 (-4)
	E4	1,40 (2)	5,02 (2)	1,77 (0)	8,66 (-1)	3,37 (-2)	6,24 (-3)	3,20 (-3)	4,28 (-4)
	M4	6,77 (2)	5,02 (2)	6,24 (0)	1,54 (0)	1,08 (-1)	1,70 (-2)	8,51 (-3)	1,12 (-3)
	E5	1,01 (3)	9,89 (3)	7,67 (0)	6,93 (0)	8,85 (-2)	2,14 (-2)	6,17 (-3)	9,12 (-4)
	M5	6,09 (3)	9,36 (3)	3,03 (1)	1,08 (1)	3,00 (-1)	5,47 (-2)	1,65 (-2)	2,33 (-3)
70	E1	5,54 (-1)	9,35 (-2)	4,47 (-2)	6,44 (-3)	4,91 (-3)	6,94 (-4)	1,23 (-3)	1,67 (-4)
	M1	6,32 (0)	8,75 (-1)	3,89 (-1)	5,37 (-2)	3,37 (-2)	4,66 (-3)	5,94 (-3)	8,24 (-4)
	E2	1,52 (0)	5,81 (0)	1,55 (-1)	7,23 (-2)	1,33 (-2)	2,79 (-3)	2,98 (-3)	4,71 (-4)
	M2	5,99 (1)	2,17 (1)	1,86 (0)	4,18 (-1)	1,00 (-1)	1,81 (-2)	1,44 (-2)	2,35 (-3)
	E3	2,53 (0)	2,11 (2)	4,90 (-1)	8,85 (-1)	3,38 (-2)	1,23 (-2)	6,23 (-3)	1,22 (-3)
	M3	2,02 (2)	4,94 (2)	7,09 (0)	2,97 (0)	2,52 (-1)	5,78 (-2)	2,80 (-2)	5,07 (-3)
	E4	3,50 (0)	4,45 (3)	1,55 (0)	8,32 (0)	9,37 (-2)	5,13 (-2)	1,22 (-2)	3,01 (-3)
	M4	4,65 (2)	9,99 (3)	2,61 (1)	2,15 (1)	6,22 (-1)	1,87 (-1)	5,23 (-2)	1,08 (-2)
	E5	5,16 (0)	7,49 (4)	5,12 (0)	6,64 (1)	2,04 (-1)	2,00 (-1)	2,32 (-2)	7,18 (-3)
	M5	8,73 (2)	1,78 (5)	9,64 (1)	1,56 (2)	1,52 (0)	6,24 (-1)	9,52 (-2)	2,29 (-2)
95	E1		1,80 (-1)	7,79 (-2)	1,62 (-2)	1,15 (-2)	2,32 (-3)	3,34 (-3)	6,63 (-4)
	M1		1,25 (1)	3,25 (0)	7,63 (-1)	2,62 (-1)	6,52 (-2)	4,12 (-2)	1,13 (-2)
	E2		4,60 (1)	1,43 (-1)	5,31 (-1)	3,14 (-2)	1,97 (-2)	9,52 (-3)	3,14 (-3)
	M2		2,93 (2)	1,05 (1)	5,14 (0)	6,08 (-1)	2,04 (-1)	8,79 (-2)	2,56 (-2)
	E3		1,42 (3)	2,86 (-1)	6,89 (0)	7,85 (-2)	1,09 (-1)	2,11 (-2)	9,72 (-3)
	M3		6,47 (3)	2,07 (1)	3,22 (1)	1,18 (0)	5,80 (-1)	1,47 (-1)	5,00 (-2)
	E4		2,19 (4)	5,77 (-1)	5,67 (1)	1,80 (-1)	4,64 (-1)	4,06 (-2)	2,63 (-2)
	M4		1,21 (5)	3,69 (1)	2,18 (2)	2,24 (0)	1,76 (0)	2,37 (-1)	9,98 (-2)
	E5		2,62 (5)	1,17 (0)	3,88 (2)	3,99 (-1)	1,73 (0)	7,33 (-2)	6,47 (-2)
	M5		1,84 (6)	6,48 (1)	1,48 (3)	4,32 (0)	5,54 (0)	3,79 (-1)	2,04 (-1)

<sup>1)</sup> По данным Розе [33]; значение, стоящее в скобках после каждой приведенной величины, представляет собой степень, в которую следует возвести 10, с тем чтобы помножить на эту величину полученный результат. Например, 4,06 (-2) означает  $4,06 \cdot 10^{-2}$ . Энергии перехода выражены в единицах  $m_0 c^2$  ( $=511 \text{ кэВ}$ ).

ках и на других оболочках, расположенных на большем удалении от ядра, достигается путем применения очень тонких источников, а также спектрометров с высокой разрешающей способностью. В работах [34, 35] обобщены имеющиеся данные об энергиях связи электронов на различных оболочках для всех элементов.

Процесс перестройки электронной структуры атома, следующий за внутренней конверсией, и сопутствующее испускание электронов Оже уже обсуждалось в гл. II (стр. 58).

**Угловая корреляция** [36, 37]. При обсуждении различных методов идентификации мультипольности  $\gamma$ -переходов — на основе периода полураспада и коэффициентов конверсии — мы исходили из невысказанного предположения, что  $\gamma$ -квант, покинув испустившее его ядро, уже не имеет характерных признаков того мультипольного взаимодействия, которое обусловило его появление. Это действительно справедливо для процессов обычного типа. Однако в полях различных мультиполей наблюдается неодинаковое распределение испускаемого излучения по отношению к направлению спина исходного ядра. В большинстве случаев исследованию подлежат образцы радиоактивных веществ, в которых ядра атомов ориентированы в пространстве беспорядочным образом и наблюдаемое угловое распределение  $\gamma$ -лучей, следовательно, является изотропным.

Однако, если спины ядер  $\gamma$ -излучателя ориентировать в одном направлении, угловое распределение испускаемого  $\gamma$ -излучения будет зависеть от величины ядерного спина и мультипольности излучения определенным образом, допускающим теоретическую обработку. Один из методов осуществления такого рода ориентации ядерных спинов состоит в том, что образец подвергают воздействию сильных внешних электрических или магнитных полей при температурах около  $0^\circ \text{K}$ . Этот метод, требующий специального дорогостоящего оборудования, нашел весьма ограниченные, но в достаточной степени полезные приложения. Для дальнейшего ознакомления с этим вопросом можно обратиться, например, к работам [38, 39].

Второй и более широко применяемый метод получения частично «ориентированных» ядер состоит в наблюдении совпадений  $\gamma$ -кванта и какого-либо излучения ( $\alpha$ ,  $\beta$  или  $\gamma$ ), испущенного в предшествовавшем испусканию этого  $\gamma$ -кванта акте распада. Выбирая определенное направление испускания первого типа излучения, мы тем самым, по существу, выбираем преимущественное направление ориентации спина в промежуточном ядре. Если время жизни этого возбужденного состояния достаточно мало, так что ориентация спина не меняется до момента испускания  $\gamma$ -кванта, должна наблюдаться корреляция направлений испускания  $\gamma$ -кванта и предшествовавшего излучения. Измерение интенсивности двух типов излучения с помощью схем совпадений показывает, что число совпадений при изменении угла  $\theta$  между осями двух счетчиков является, вообще говоря, функцией  $\theta$ .

Расчет теоретических значений функций корреляции  $W(\theta)d\Omega$  приводился для очень большого числа случаев (см., например, [30]). Здесь  $W(\theta)d\Omega$  — относительная вероятность того, что излучение второго типа будет испущено в телесный угол  $d\Omega$  под углом  $\theta$  к направлению излучения первого типа. Обычно функцию корреляции нормируют таким образом, что  $\int W(\theta)d\Omega = 1$ . Следовательно, эта функция всегда может быть представлена следующим выражением:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta + \dots, \quad (31)$$

содержащим только четные степени  $\cos \theta$ . Если моменты количества движения, уносимые излучениями первого и второго типа, обозначить через  $l_1$  и  $l_2$ , а спин промежуточного состояния — через  $I$ , то наибольшая степень, которая появится в выражении, будет меньше или равна удвоенному значению меньшей из этих трех величин ( $l_1, l_2, I$ )\*. Если имеются какие-либо сведения о двух или по крайней мере об одной из этих величин, исследование угловой корреляции позволяет получить определенную информацию об одной или двух других величинах. Например, угловое распределение для перехода с  $\Delta I = 1$ , происходящего без изменения четности, различается в зависимости от того, является ли этот переход магнитным дипольным или электрическим квадрупольным. Сравнение измеренных и рассчитанных функций корреляции может, следовательно, дать долю примеси в смешанных переходах ( $M1 + E2$ ). Для многих типов каскадов составлены таблицы значений коэффициентов  $a_2, a_4$  и т. д. [30, 36]. Угловая корреляция направлений излучения сама по себе не дает возможности различить электрические и магнитные переходы одного порядка мультипольности. Однако если наряду с исследованием пространственной корреляции определяется и поляризация  $\gamma$ -лучей, то можно сделать заключения и об изменении четности при переходе.

Исследования угловой корреляции обычно осуществимы только при низких значениях порядка мультипольности переходов; для  $l_2 > 2$  время жизни промежуточного состояния, как правило, столь велико, что корреляция нарушается. При этом член, содержащий  $\cos^4 \theta$  в уравнении (31), оказывается старшим членом разложения в ряд, и экспериментальному определению подлежат только два параметра. Следовательно, при исследовании угловой корреляции обычно не требуется получения данных для большого числа углов. Для обработки результатов эксперимента часто используют параметр «анизотропии»

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}, \quad (32)$$

который, очевидно, связан с коэффициентами  $a_2$  и  $a_4$  из уравнения (31) следующим образом:  $A = a_2 + a_4$ .

Интересные случаи зависимости угловой корреляции от внешних полей и химического окружения рассмотрены в гл. XIII.

### УПРАЖНЕНИЯ

1. Изотоп  $\text{Cf}^{254}$  распадается преимущественно путем спонтанного деления. Оцените энергию  $\alpha$ -распада, исходя из положения этого изотопа в периодической системе. На основании полученного результата и периода полураспада (см. приложение Д) укажите приблизительное соотношение вероятностей процессов  $\alpha$ -распада и спонтанного деления.

2.  $\text{Pu}^{244}$ , испуская  $\alpha$ -частицу, переходит в основное состояние  $\text{U}^{240}$ . Пользуясь данными рис. 44 и приложения Д, рассчитайте массу  $\text{Pu}^{244}$ . Можно ли сделать вывод об устойчивости  $\text{Pu}^{244}$  к  $\beta$ -распаду?

3. Используя полуэмпирическое соотношение (5) гл. II, покажите, как изменяются энергии  $\alpha$ -распада в зависимости от  $Z$  при определенном  $A$  в области тяжелых элементов. Сравните ваши выводы с экспериментальными данными (например, с рис. 45).

4. а) Пользуясь уравнением (6), подтвердите правильность расчета постоянной распада  $\text{Th}^{228}$  (переходящего путем испускания  $\alpha$ -частицы в основное состояние  $\text{Ra}^{224}$ ), приведенной в табл. 13.

\* Угловая корреляция, таким образом, не наблюдается в тех случаях, когда спин промежуточного состояния равен 0 или  $1/2$ .

б) С помощью того же уравнения рассчитайте парциальную константу распада для перехода  $\text{Th}^{223}$  в первое возбужденное состояние  $\text{Ra}^{224}$  с  $E_{\text{возб}} = 84 \text{ кэВ}$ .

в) Сравните полученное вами соотношение ветвей распада для двух  $\alpha$ -переходов с экспериментальным результатом, приведенным на рис. 42, и оцените степень соответствия.

5.  $\text{Sm}^{243}$  ( $t_{1/2} = 35$  лет) распадается с испусканием  $\alpha$ -частицы и переходит преимущественно в возбужденное состояние  $\text{Pu}^{239}$  с  $E_{\text{возб}} = 286 \text{ кэВ}$ . Переходы в основное и первое возбужденное состояния  $\text{Pu}^{239}$  составляют только 1 и 5% общего числа распадов. Кинетические энергии  $\alpha$ -частиц для этих переходов равны соответственно 6,061 и 6,054 МэВ. Оцените фактор задержки для каждого из этих переходов.

6. Пользуясь данными рис. 44, 45 и 47, предскажите (с точностью до порядка) парциальные периоды полураспада процессов испускания  $\alpha$ -частицы и спонтанного деления для  $\text{Cf}^{242}$  и  $\text{Pu}^{246}$ .

7. Какова приближительная скорость испускания нейтронов одним кюри  $\text{Cf}^{252}$ ? Сравните это значение со скоростью испускания нейтронов одним кюри смеси  $\text{Po}^{210}$  с бериллием (см. гл. XI, раздел В).

8. Используя полуэмпирическое соотношение для энергии связи, рассчитайте, какое количество энергии выделяется при спонтанном делении  $\text{Cf}^{252}$ : а) на два равных фрагмента  $^{49}\text{In}^{126}$ ; б) на  $^{51}\text{Xe}^{110}$  и  $^{44}\text{Ru}^{112}$ . Для какого из этих типов превращений кулоновский барьер ниже?

Ответы: а) 193 МэВ, б) 194 МэВ.

9. С помощью данных приложения Д рассчитайте приближительные значения  $\lg f_0 t$  для следующих случаев: а)  $\beta^+$ -распада  $\text{K}^{37}$ ; б)  $\beta^-$ -распада  $\text{Ca}^{45}$ ; в) распада  $\text{Ca}^{44}$  путем захвата орбитального электрона, имея в виду, что данные превращения не сопровождаются испусканием  $\gamma$ -квантов. Определите наиболее вероятный тип перехода для каждого из этих процессов.

10. а) Выведите выражение для средней полной энергии электрона в разрешенном  $\beta$ -спектре с максимальной полной энергией  $W_0$ , пренебрегая кулоновской поправкой и полагая, что ядерные матричные элементы не зависят от энергии электронов; б) рассчитайте с учетом этих предположений отношения средней и максимальной кинетической энергии для  $\beta$ -спектров, граничные энергии которых составляют 0,51 и 1,53 МэВ; в) скажите, какова будет качественная зависимость результата, полученного для случая испускания  $\beta^-$ -частицы (б), от введения кулоновского поправочного множителя?

Ответы:

$$\text{а) } \frac{W_0 (W_0^2 - 1)^{1/2} (W_0^4 - 2W_0^2 + 12,25) - 7,5 (W_0^2 + 0,5) \ln [W_0 + (W_0^2 - 1)^{1/2}]}{(W_0^2 - 1)^{1/2} (2W_0^4 - 9W_0^2 - 8) + 15W_0 \ln [W_0 + (W_0^2 - 1)^{1/2}]}$$

б) 0,38; 0,42.

11. Частица с зарядом  $e$  (эл. магн. ед.) и импульсом  $p$  ( $\text{г} \cdot \text{см}/\text{сек}$ ) в магнитном поле  $H$  ( $\text{гаусс}$ ) движется по окружности радиусом  $\rho = p/He$  ( $\text{см}$ ). Выведите зависимость произведения  $H\rho$  ( $\text{гаусс} \cdot \text{см}$ ) от кинетической энергии электрона  $T$  ( $\text{МэВ}$ ) (необходимые релятивистские соотношения даны в приложении В).

Ответ:  $H\rho = 3,3356 \cdot 10^3 (T^2 + 1,022T)^{1/2}$ .

12. При исследовании  $\beta$ -спектра  $\text{Pb}^3$  с помощью магнитного спектрометра получены следующие данные:

$H\rho$ ( $\text{гаусс} \cdot \text{см}$ )	150	200	250	300	350	400	425	450	460
Интенсивность (распад/мин)	4995	6812	7645	7274	5336	2434	1040	150	85

Применяя выражение, выведенное в упражнении 11, постройте по этим данным график Кюри, принимая кулоновскую поправку постоянной для всего спектра. Какова граничная энергия этого спектра? Объясните все возможные отклонения графика Кюри от прямойлинейной зависимости.

13. Основное состояние  $\text{Ni}^{61}$  имеет спин  $I = 3/2$  и отрицательную четность.  $\text{Co}^{61}$  ( $t_{1/2} = 1,65$  час) переходит в возбужденное состояние  $\text{Ni}^{61}$  с  $E_{\text{возб}} = 0,068 \text{ МэВ}$ . Испускаемая  $\beta$ -частица с граничной энергией спектра 1,22 МэВ. Для перехода с энергией 0,068 МэВ коэффициент внутренней конверсии на  $K$ -оболочке равен 0,12, а отношение  $K/L$  — примерно 10,3. Доля  $\beta$ -переходов  $\text{Co}^{61}$  в основное состояние  $\text{Ni}^{61}$  составляет

меньше  $10^{-6}$  от общего числа распадов. Какие значения спина и четности наиболее вероятны для а)  $\text{Co}^{61}$ ; б) возбужденного состояния  $\text{Ni}^{61}$  с энергией  $0,068 \text{ Мэв}$ ? Приведите все ваши соображения.

Ответы: а)  $7/2^-$ ; б)  $5/2^-$ .

14. Образец, содержащий изотоп  $\text{Zr}^{89}$  ( $t_{1/2} = 79 \text{ час}$ ), испускает позитроны (с максимальной энергией  $0,905 \text{ Мэв}$ ) и характеристическое рентгеновское излучение  $K$ -оболочки иттрия, причем отношение интенсивностей этих видов излучения равно  $0,38 : 1$ . При анализе не обнаружено совпадений указанных излучений и каких-либо  $\gamma$ -квантов. а) Какова относительная вероятность процессов захвата электрона и испускания позитрона? (Учтите вклад захвата электрона с  $L$ -оболочки.) б) Оцените величины  $\lg ft$  для этих процессов и порядок запрещенности перехода.

15. Изотоп  $\text{Mn}^{54}$  ( $t_{1/2} = 280$  дней,  $I = 3$ ) переходит путем захвата электрона в первое возбужденное состояние  $\text{Cr}^{54}$  ( $2+$ ,  $E_{\text{возб}} = 0,835 \text{ Мэв}$ ). а) Пользуясь величинами масс из приложения Д, определите энергию процесса захвата электрона. б) Рассчитайте приблизительное значение  $ft$ . в) Можно ли из полученных данных сделать вывод о четности  $\text{Mn}^{54}$ ? г) Какова граничная энергия  $\beta$ -спектра, испускаемого при переходе  $\text{Mn}^{54}$  в основное состояние  $\text{Cr}^{54}$ ? д) Какова максимальная доля распадов  $\text{Mn}^{54}$ , протекающих таким образом?

16. 104-дневный изотоп  $\text{Te}^{123m2}$  распадается путем изомерного перехода с энергией  $88 \text{ кэв}$  в  $\text{Te}^{123m1}$ , который в свою очередь с периодом полураспада  $1,9 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  переходит в основное состояние  $\text{Te}^{123}$ . Коэффициент внутренней конверсии для перехода с энергией  $88 \text{ кэв}$  очень велик ( $\alpha \gg 100$ ), отношение  $a_K/a_L = 0,68$ . Второй переход происходит с выделением  $159 \text{ кэв}$  энергии, причем  $a_K = 0,17$  и  $a_K/a_L = 6,6$ . Исходя из этих данных, укажите наиболее вероятные типы переходов для обеих стадий. Сравните парциальные периоды полураспада для испускания  $\gamma$ -квантов при обоих переходах с величинами, получаемыми при использовании приближенных формул в табл. 17.

17. Энергия первого возбужденного состояния  $\text{Pt}^{194}$  равна  $329 \text{ кэв}$ . Для перехода с этого возбужденного уровня коэффициент внутренней конверсии на  $K$ -оболочке равен  $0,045$  и отношение  $a_K/a_L$  равно  $2,2$ . а) Укажите, каким образом будет дезактивироваться возбужденное состояние с энергией  $329 \text{ кэв}$ , каковы значения его спина и четности. б) Период полураспада этого состояния равен  $4,5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ . Сравните этот результат с периодом полураспада, получаемым из одночастичной модели. в) Какова естественная ширина состояния с энергией  $0,329 \text{ кэв}$  (в эв)?

18. Покажите, что частные правила, приведенные в примечаниях к табл. 16, следуют из общего правила отбора (29).

19. 40-часовое изомерное состояние  $\text{Hg}^{195}$  распадается на  $63\%$  путем захвата электрона и на  $37\%$  — через изомерный переход с энергией  $123 \text{ кэв}$ , за которым следуют в каскаде переходы с энергиями  $16,2$  и  $37,1 \text{ кэв}$ . Для перехода с энергией  $123 \text{ кэв}$   $a_K \approx 45$  и  $a_K/(a_K + a_L + a_M) \approx 0,080$ . Каков парциальный период полураспада изомера  $\text{Hg}^{195}$  по отношению к испусканию  $\gamma$ -кванта?

Ответ: 6,9 лет.

20. Изотоп  $\text{Ta}^{179}$  ( $t_{1/2} = 1,6$  лет) переходит путем захвата электрона в основное состояние  $\text{Hf}^{179}$ . При измерении интенсивности характеристического рентгеновского излучения для  $K$ - и  $L$ -оболочек было установлено, что отношение вероятностей захвата электрона с  $K$ - и  $L$ -оболочек равно  $1,4$ . Оцените приближенно разницу в энергиях основных состояний  $\text{Ta}^{179}$  и  $\text{Hf}^{179}$ . Энергии связи  $K$ - и  $L_1$ -электронов для гафния равны соответственно  $65,3$  и  $11,3 \text{ кэв}$ .

Ответ: 90 кэв.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Geiger H., Nuttall J. M., The Ranges of the  $\alpha$ -particles from Various Radioactive Substances and a Relation between Range and Period of Transformation, Phil. Mag., 22, 613 (1911); 23, 439 (1912).
- Ханна Д. К., Альфа-радиоактивность (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серге), т. III, часть IX, ИЛ, М., 1961, стр. 60—239.
- Gamow G., Zur Quantentheorie des Atomkernes, Z. Physik, 51, 204 (1928).
- Gurney R. W., Condon E. U., Quantum Mechanics and Radioactive Disintegration, Nature, 122, 439 (1928); Phys. Rev., 33, 127 (1929).

5. Evans R. D., *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York, 1955.
6. Perlman I., Ghiorso A., Seaborg G. T., *Systematics of Alpha Radioactivity*, *Phys. Rev.*, **77**, 26 (1950).
7. Goldanskii V. I., *On Neutron-Deficient Isotopes of Light Nuclei and the Phenomena of Proton and Two-Proton Radioactivity*, *Nucl. Phys.*, **19**, 482 (1960).
8. Goldanski V. I., *Two-Proton Radioactivity*, *Nucl. Phys.*, **27**, 648 (1961).
9. Халперн И., *Деление ядер*, Физматгиздат, М., 1962.
10. Hahn O., Strassmann F., *Ueber den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle*, *Naturwiss.*, **27**, 41 (1939).
11. Bohr N., Wheeler J. A., *The Mechanism of Nuclear Fissions*, *Phys. Rev.*, **56**, 426 (1939).
12. Seaborg G. T., *Some Comments on the Mechanism of Fission*, *Phys. Rev.*, **85**, 157 (1952).
13. Huizenga J. R., *Spontaneous Fission Systematics*, *Phys. Rev.*, **94**, 158 (1954).
14. Fermi E., *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen*, *Z. Physik*, **88**, 161 (1934).
15. U. S. National Bureau of Standards, *Table for Analysis of Beta Spectra*, *Appl. Math. Series*, № 13, 1952.
16. Curie F. N. D., Richardson J. R., Paxton H. C., *The Radiations Emitted from Artificially Produced Radioactive Substances. I. The Upper Limit and Shapes of the  $\beta$ -Ray Spectra from Several Elements*, *Phys. Rev.*, **49**, 368 (1936).
17. Feenberg E., Trigg G., *The Interpretation of Comparative Half-lives in the Fermi Theory of Beta Decay*, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 399 (1950).
18. Moszkowski S. A., *Rapid Method of Calculating Log (ft) Values*, *Phys. Rev.*, **82**, 35 (1951).
19. Rose M. E., Jackson J. L., *The Ratio of  $L_1$  to K Capture*, *Phys. Rev.*, **76**, 1540 (1949).
20. Дейч М., Кофед-Хансен О., *Бета-распад (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре)*, т. III, часть XI, ИЛ, М., 1961, стр. 381—552.
21. Konopinski E. J., *The Experimental Clarification of the Laws of  $\beta$  Radioactivity*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9**, 99—158 (1959).
22. Блатт Дж., Вайскопф В., *Теоретическая ядерная физика*, ИЛ, М., 1954.
23. Konopinski E. J., Langer L. M., *The Experimental Clarification of the Theory of  $\beta$  Decay*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 261—304 (1953).
24. Lee T. D., Yang C. N., *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, *Phys. Rev.*, **164**, 254 (1956).
25. Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. P., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, *Phys. Rev.*, **105**, 1413 (1957).
26. Райнес Ф., *Взаимодействие нейтрино с веществом*, УФН, **77**, 287 (1962).
27. Lederman L., *The Two-Neutrino Experiment*, *Scientific American*, **208**, № 3, 80 (March 1963).
28. Devons S., *The Measurement of Very Short Lifetimes*, in *Nuclear Spectroscopy*, Part A (F. Ajzenberg-Selove, Editor), Academic, New York, 1960, pp. 512—547.
29. Wilkinson D. H., *Analysis of Gamma Decay Data*, in *Nuclear Spectroscopy*, Part B (F. Ajzenberg-Selove, Editor), Academic, New York, 1960, pp. 582—889.
30. Дейч М., Кофед-Хансен О., *Гамма-излучение ядер (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре)*, т. III, часть X, ИЛ, М., 1961, стр. 240—380.
31. Goldhaber M., Hill R. D., *Nuclear Isomerism and Shell Structure*, *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 179—239 (1952).
32. Goldhaber M., Sunyar A. W., *Classification of Nuclear Isomers*, *Phys. Rev.*, **83**, 906 (1951).
33. Rose M. E., *Internal Conversion Coefficients*, North Holland, Amsterdam, 1958.
34. *Бета- и гамма-спектроскопия*, под ред. К. Зигбана, Физматгиз, М., 1959.
35. Hill R. D., Church E., Mihelich J., *The Determination of Gamma-Ray Energies from Beta-Ray Spectroscopy and a Table of Critical X-Ray Absorption Energies*, *Rev. Sci. Instr.*, **23**, 523 (1952).

36. B i e d e n h a r n L. C., R o s e M. E., Theory of Angular Correlation of Nuclear Radiations, *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 729 (1953).
37. F r a u e n f e l d e r H., Angular Correlation, *in* Methods of Experimental Physics, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 129—151.
38. A m b l e r E., Nuclear Orientation, *in* Methods of Experimental Physics, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan, C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 162—214.
39. R o b e r t s L. D., D a b b s J. W. T., Nuclear Orientation, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **11**, 175—212 (1961).
40. R e i t z J.R., *Phys. Rev.*, **77**, 10 (1950).
41. С о с н о в с к и й А. Н., С и п в а к П. Е. п др., *ЖЭТФ*, **36**, 1012, 1959.
42. Л а н д а у Л. Д., *ЖЭТФ*, **32**, 405, 1957.

## Модели ядер

Описание свойств ядер на основе закономерностей взаимодействий между нуклонами является центральной проблемой теоретической ядерной физики. Основная задача теоретической химии совершенно аналогична: описание свойств химических соединений с помощью законов (электромагнитных и квантовомеханических), определяющих взаимодействие между электронами и ядрами. Эта проблема химии решается лишь приближенными методами (за исключением атома водорода) главным образом из-за отсутствия математического аппарата для точного анализа свойств систем, содержащих более двух частиц. Эта же трудность испытывается и ядерной физикой, но здесь вдобавок имеются еще и три другие:

1. Потенциал взаимодействия двух даже свободных нуклонов известен не полностью.

2. Есть основания полагать, что взаимодействие между двумя нуклонами меняется, когда они находятся в поле других нуклонов.

3. Нет уверенности в том, что даже при известном потенциале взаимодействия существующая схема квантовой механики обеспечила бы надлежащий аппарат для анализа свойств ядер.

При таких обстоятельствах не существует другого пути, кроме введения упрощающих предположений, обеспечивающих приближенные решения этой фундаментальной проблемы. Такого рода предположения приводят к использованию различных модельных представлений; гораздо чаще, однако, модель атома или ядра выбирается на основе данных опыта и затем вырабатываются предположения, согласующиеся с такой моделью. Следовательно, для описания одной и той же физической картины может существовать несколько различных моделей; каждая из них используется для описания какого-то отдельного аспекта проблемы. Так, например, модель атома Ферми — Томаса особенно полезна при вычислении таких величин, как атомные форм-факторы, которые зависят главным образом от пространственного распределения электронов внутри атома; однако когда встает вопрос об анализе химической связи, то гораздо лучшим приближением является модель самосогласованного поля по Хартри\*.

В последующих разделах будут обсуждены модели, полезные для описания большого круга данных по физике ядра, в частности энергий, спинов и четностей ядерных состояний (см. гл. VIII), а также магнитных и квадрупольных моментов. Сначала вкратце изложим то, что известно о ядерных силах и об их связи со свойствами сложных ядер.

\* Приближение самосогласованного поля обычно называется моделью (или методом) Хартри — Фока. — *Прим. ред.*

## А. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Самый непосредственный путь получения информации о действующих между двумя свободными нуклонами силах состоит в изучении рассеяния нуклона нуклоном и в анализе свойств дейтрона. Для расчетов нужна не величина силы, действующей между двумя нуклонами, а потенциальная энергия в функции координат (пространственных, спиновых и изоспиновых, определяющих тип нуклона). Исследуемая величина играет, таким образом, роль кулоновского потенциала при рассмотрении свойств атомов и молекул или гравитационного потенциала при анализе движения планет и спутников. Ядерный потенциал, однако, представляется значительно более сложным, чем кулоновский или гравитационный потенциалы. Некоторые из свойств ядерного потенциала хорошо известны, хотя в настоящее время еще невозможно написать его аналитическое выражение.

**Свойства потенциала ядерных сил.** Потенциальная энергия двух нуклонов обнаруживает большое сходство с потенциальной функцией, описывающей свойства химической связи.

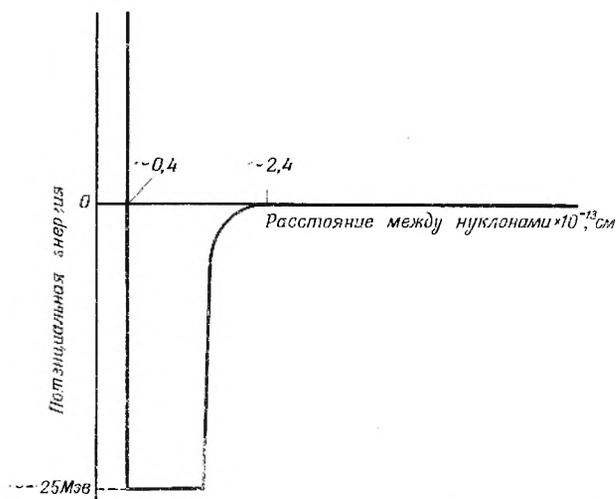
1. *Она не обладает сферической симметрией.* В случае химической системы это равносильно утверждению о направленности химической связи, которая и определяет положение различных атомов в молекуле. При ядерном взаимодействии эта направленность характеризуется углами между направлениями спинов нуклонов и соединяющим их радиусом-вектором. Несомненным свидетельством отсутствия сферической симметрии для основного состояния дейтрона является наличие у него квадрупольного момента; это означает, что потенциал не может быть чисто центральным. Сферически симметричная часть потенциала называется центральным потенциалом; асимметричная часть описывает так называемое тензорное взаимодействие.

2. *Ядерный потенциал имеет конечный радиус действия; на малых расстояниях он сменяется сильным отталкиванием.* Определяющая свойства химической связи потенциальная энергия удовлетворительно описывается хорошо известным потенциалом Морзе, большим и положительным на малых расстояниях, когда электронные облака начинают перекрываться; затем на расстояниях в несколько ангстрем этот потенциал проходит через минимум глубиной несколько электронвольт, после чего он быстро стремится к нулю на расстояниях несколько ангстрем. Ядерный потенциал во многом ведет себя аналогичным образом, за исключением того, что расстояния примерно в  $10^5$  раз меньше, а энергии в  $5 \cdot 10^6$  раз больше: ядерный потенциал создает отталкивание на расстояниях, меньших  $0,4 \cdot 10^{-12}$  см; при больших расстояниях, вплоть до  $2,4 \cdot 10^{-13}$  см, оно сменяется притяжением с глубиной ямы  $\sim 25$  Мэв, после чего потенциал быстро обращается в нуль (рис. 51).

Детальные сведения о потенциальной энергии химической связи извлекаются главным образом из информации о возбужденных колебательных состояниях и из определения длин связи при изучении дифракционных явлений или вращательных спектров. Ширина и глубина ядерной потенциальной ямы определяется по энергии связи единственного связанного состояния дейтрона (у дейтрона нет возбужденных состояний, в которых он был бы устойчив относительно распада) и путем изучения столкновений нуклонов с энергиями в несколько Мэв. Существование отталкиваю-

щей сердцевины было обнаружено лишь при изучении столкновений нуклонов с энергиями в сотни  $Mэв$ .

Множитель  $5 \cdot 10^6$ , характеризующий относительную величину ядерных и химических сил, дает повод утверждать, что ядерные силы очень велики; однако в силу очень малого радиуса действия ядерные силы проявляют себя так, как если бы они были *очень слабыми*. Этот на первый



Р и с. 51. Схематическое представление потенциальной энергии системы двух нуклонов в зависимости от расстояния между ними.

взгляд парадоксальный вывод можно легко понять, если вспомнить, что две связанные частицы, находящиеся на расстоянии  $R$  друг от друга, должны обладать не превышающей  $2R$  дебройлевской длиной волны в системе центра инерции  $\lambda = h/\mu v$  (где  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  есть приведенная масса двух частиц, а  $h$  — постоянная Планка); при этом волновая функция, описывающая относительное движение обеих частиц, может обращаться в нуль, когда расстояние между частицами равно нулю либо  $R$ . Если  $\mu v$  — относительный импульс частиц в системе, то можно записать, что

$$\mu v > \frac{h}{2R},$$

откуда кинетическая энергия частиц

$$\frac{1}{2} \mu v^2 > \frac{h^2}{8\mu R^2}.$$

Кинетическая энергия обоих нуклонов, которым необходимо оставаться в пределах радиуса действия ядерных сил, должна быть по меньшей мере

$$\frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} (1,67 \cdot 10^{-24}) \cdot (2,4 \cdot 10^{-13})^2} = 71 \text{ Мэв},$$

что гораздо больше глубины потенциальной ямы, удерживающей, по определению, нуклоны вместе.

Таким образом, отсутствие возбужденных состояний дейтрона, его малая энергия связи ( $\cong 2,2 \text{ Мэв}$ ) и большие размеры (около половины вре-

мени протон и нейтрон проводят вне области действия ядерных сил) обусловлены относительной слабостью ядерных сил, если их рассматривать в аспекте малого радиуса действия.

Химическая связь, с другой стороны, действует на расстояниях в  $10^5$  раз больших по сравнению с ядерными силами, и, следовательно, необходимая кинетическая энергия в  $10^{10}$  раз меньше — всего  $10^{-2}$  эв, что составляет лишь небольшую долю глубины потенциала. Такое большое различие между «реальными» силами, действующими между атомами и нуклонами, очень существенно для понимания свойств ядерной материи.

### 3. Ядерный потенциал зависит от квантового состояния системы.

Кривая потенциальной энергии, описывающая свойства химической связи, зависит от электронного состояния молекулы. Так, например, в стабильной молекуле  $H_2$  спины электронов антипараллельны (синглетное состояние); если же спины электронов параллельны (триплетное состояние), то молекула нестабильна относительно диссоциации на два атома.

В стабильном состоянии дейтрона спины нейтрона и протона параллельны (триплетное состояние); потенциальная энергия синглетного состояния столь сильно отличается от энергии триплетного, что это обеспечивает отсутствие связанных состояний у изолированной системы, состоящей из одного протона и одного нейтрона с антипараллельными спинами.

Эксперименты по рассеянию показывают, что взаимодействие двух нуклонов зависит также и от их относительного момента количества движения. Например, так называемое взаимодействие Сербера, весьма полезное при анализе опытов по рассеянию, предполагает притяжение для состояний, в которых момент количества движения равен четному числу  $\hbar$ , и отсутствует для состояний с нечетным  $\hbar$ .

Было обнаружено также, что анализ экспериментов по рассеянию нуклонов при высоких энергиях требует включения в выражение для потенциальной энергии члена, зависящего от относительной ориентации векторов спина нуклонов и орбитального момента количества движения системы. В этих опытах была замечена также частичная поляризация протонов при рассеянии неполяризованного (случайное направление спинов) первичного пучка неполяризованным рассеивателем. Взаимодействие, вызывающее подобную поляризацию, известно под названием спин-орбитальной связи.

4. Ядерный потенциал имеет обменный характер. Понимание химической связи подразумевает обмен электронами между связанными атомами. Если бы, например, на мишень, содержащую атомы водорода, падал пучок водородных ионов и при этом наблюдалось бы испускание большого числа водородных атомов в направлении падающего пучка ионов, то любой анализ этого явления должен включать процесс передачи электрона водородным атомом водородному иону. Формальный результат состоял бы в том, что водородные ион и атом поменялись координатами.

При изучении взаимодействия пучка нейтронов высокой энергии с мишенью, состоящей из протонов, наблюдалось большое число случаев (больше, чем можно объяснить «лобовыми» соударениями), когда в направлении падающего нейтронного пучка вылетают протоны высокой энергии. Анализ этого результата предполагает, что нейтрон и протон меняются ролями, когда находятся в пределах действия ядерных сил. Этот экспериментальный результат является превосходным примером того, что подразумевается под обменным характером ядерного потенциала. Это свойство потенциала в сочетании с требованием антисимметричности вол-

новой функции описывающей систему двух нуклонов, приводит к типу сил, упомянутому в пункте 3 [1].

**Зарядовая симметрия и зарядовая независимость.** До сих пор не проводилось различий между силами, действующими в системах нейтрон — нейтрон, протон — протон и нейтрон — протон. Первым очевидным отличием может быть кулоновское отталкивание, существующее между двумя протонами. На расстоянии  $10^{-13}$  см кулоновский потенциал составляет около  $+1,5$  Мэв (потенциальная энергия выбирается равной нулю при бесконечном удалении протонов друг от друга) по сравнению с  $-25$  Мэв для ядерного потенциала. Вторым отличием будет магнитное взаимодействие, обусловленное различием магнитных моментов нейтрона и протона, однако этот эффект еще меньше кулоновского отталкивания. При изучении различий свойств зеркальных ядер (ядра, в которых числа нейтронов и протонов взаимно заменяются, например  ${}_{20}\text{Ca}^{41}$  и  ${}_{21}\text{Sc}^{41}$ ), обусловленных различием кулоновского взаимодействия, было установлено, что чисто ядерная часть взаимодействия одинакова для систем протон — протон и нейтрон — нейтрон, если они находятся в одном и том же квантовом состоянии. Такое подобие взаимодействий называется «зарядовой симметрией».

Идентичность рассеяния в системах нейтрон — протон и протон — протон, находящихся в одинаковых квантовых состояниях\*, приводит к более сильному обобщению — к предположению «зарядовой независимости», утверждающей, что взаимодействие двух нуклонов зависит только от их квантового состояния, но вовсе не от их типа. Пока еще не известно, выполняется ли «зарядовая независимость» строго, однако до сих пор не было найдено существенного расхождения этого утверждения с экспериментальными результатами.

**Изотопический спин.** Зарядовая независимость ядерных сил приводит к предположению, что протон и нейтрон могут рассматриваться как два различных состояния одной частицы — нуклона. Поскольку в этом случае имеется всего два состояния, ситуация аналогична наличию двух спиновых состояний у электрона, и поэтому развитый для системы электронных спинов квантовомеханический формализм был использован для описания зарядового состояния нуклонов. Такая физическая характеристика называется «изотопическим спином» ( $T$ ), причем каждый нуклон имеет полный изотопический спин, равный  $1/2$ , точно так же как полный спин электрона равен  $1/2$ .  $z$  — компонента изоспина  $T_z$  — может равняться либо  $+1/2$ , либо  $-1/2$ ; состояние  $+1/2$  соответствует протону, а  $-1/2$  — нейтрону. Сложение векторов изоспина выполняется вполне аналогично сложению обычных спинов. Система из двух нуклонов может, например, иметь полный изоспин 1 или 0. При  $T = 1$  изоспин  $T_z$  может принимать значение  $+1$  (два протона), 0 (протон и нейтрон) и  $-1$  (два нейтрона); если  $T = 0$ , то  $T_z$  может быть только 0 (протон и нейтрон). Следовательно, система, состоящая из протона и нейтрона, должна иметь

\* Это не означает, что рассеяние нейтронов протонами и протонов протонами вообще идентично; принцип Паули запрещает некоторые состояния для двух протонов, которые могут быть весьма существенны в рассеянии нейтрон — протон. Так, например, в рассеянии при низких энергиях, происходящем в состояниях с нулевым орбитальным моментом ( $s$ -состояние), два протона должны иметь противоположные спины ( ${}^1s_0$ ), в то время как нейтрон и протон могут иметь как противоположные ( ${}^1s_0$ ), так и параллельные ( ${}^3s_1$ ) спины.

$T_z = 0$ , но при этом может иметь  $T = 1$  или  $T = 0$ ; для системы же двух протонов или двух нейтронов  $T = 1$ . В рамках этого формализма принцип Паули учитывается антисимметризацией описывающей систему волновой функции переменных трех разных классов: пространственных, спиновых и изоспиновых, т. е.

$$\psi(\text{системы}) = \psi(\text{простр.}) \psi(\text{спин}) \psi(\text{изоспин}).$$

В основном состоянии дейтрона, например,  $\psi(\text{простр.})$  симметрична (смесь  $s$ - и  $d$ -состояний),  $\psi(\text{спин})$  симметрична (спины параллельны), так что функция  $\psi(\text{изоспин})$  должна быть антисимметрична, т. е.  $T = 0$  (векторы изоспина антипараллельны). Низшее из энергетических состояний дейтрона, в котором спины нуклонов антипараллельны [ $\psi(\text{спин})$  в этом случае антисимметрична], есть, очевидно, низшее его состояние с  $T = 1$ . Детальное описание концепции изотопического спина и ее приложений содержится в работах [1, 2].

**Мезонные теории ядерных сил.** Качественное подобие химических и ядерных сил некогда побудило ученых, а именно Юкаву [3], исследовать возможность объяснения ядерных сил обменом какой-то частицей между двумя нуклонами, аналогично химической связи, зависящей от обмена электроном между двумя атомами. Это не означает, что нуклон при этом рассматривается как сложная частица (подобно атому), поскольку считается, что участвующая в обмене частица возникает лишь в момент излучения ее одним нуклоном и исчезает в момент поглощения другим. Процессы такого рода, в которых имеет место обмен «виртуальными» частицами, фигурируют во всех аспектах современной теории поля, выходящей за пределы классической концепции действия на расстоянии. Так, например, кулоновское взаимодействие двух заряженных частиц в настоящее время анализируется посредством обмена виртуальными фотонами между этими зарядами. Возникновение виртуальной частицы сразу ставит вопрос о сохранении энергии, поскольку для ее создания необходима энергия. Откуда же берется необходимая энергия? Ответ «ниоткуда» как раз и означает, что частица является «виртуальной»; сохранение энергии обеспечивается тем, что частица живет не слишком долго. Принцип неопределенности Гейзенберга утверждает, что

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2\pi},$$

где  $\Delta t$  — время измерения энергии системы, а  $\Delta E$  — точность определения энергии за время  $\Delta t$ . Для сохранения энергии требуется, чтобы время жизни частицы  $\Delta t$  было

$$\Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2\pi \Delta E}.$$

Необходимая для образования частицы с массой  $m$  энергия определяется соотношением Эйнштейна

$$\Delta E = mc^2,$$

поэтому

$$\Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2\pi mc^2}.$$

Если виртуальная частица движется со скоростью света, то радиус действия сил

$$R \cong c \Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2\pi mc}.$$

Значение  $R \approx 2 \cdot 10^{-13}$  см требует, чтобы масса виртуальной частицы была в 200 раз больше массы электрона. Подобно тому как при поглощении некоторой энергии сталкивающихся заряженных частиц квант электромагнитного поля (виртуальный фотон) может стать реальной частицей физического мира, квант ядерного поля может реализоваться как физическая частица при столкновении нуклонов, если энергии при этом достаточно для обеспечения массы покоя этого кванта. Такой процесс происходит в действительности, при этом образуется  $\pi$ -мезон — частица, в 273 раза более тяжелая, чем электрон, — который считается квантом ядерного поля\*. К сожалению, с возрастанием энергии сталкивающихся нуклонов начинают рождаться другие, так называемые «странные» частицы, роль которых для поля ядерных сил пока не выяснена. До сих пор не существует сколь-нибудь полной теории такого поля, опирающейся на мезонный обмен, однако приближенные теории представляют собой ценный инструмент при проведении исследований.

## Б. ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ

Рассмотрим сначала свойства бесконечного объема ядерного вещества, состоящего из равного числа протонов и нейтронов. Такое гипотетическое бесконечное ядро, по-видимому, близко по своим свойствам к центральной области тяжелых ядер и может служить исходным пунктом при теоретическом описании ядер, поскольку устраняются сложности, связанные с особыми граничными условиями на поверхности ядра.

Ядра с массовыми числами больше  $\sim 20$  обнаруживают две очевидные и важные характеристики:

1. Энергия связи на нуклон, по существу, не зависит от массового числа, что подтверждается видом первого члена формулы (3) гл. II для энергии связи. Это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует не со всеми остальными нуклонами (в таком случае энергия связи на нуклон оказалась бы пропорциональной массовому числу).

2. Плотность ядерного вещества в общем также не зависит от массового числа; это означает, что не происходит простого сжатия всех ядер до тех пор, пока их диаметр не станет примерно равным радиусу действия ядерных сил и каждый нуклон при этом окажется в поле сил всех остальных. Эти две весьма общие характеристики ядерного вещества связаны между собой и должны иметь общее объяснение.

Аналогия с химическими силами сразу же подсказывает две разные возможные причины этих двух особенностей ядер.

а) В капле жидкого аргона, например, его плотность и энергия связи на атом не зависят от размера капли, если она не слишком мала. Такие свойства обусловлены вандерваальсовыми силами, которые обеспечивают весьма интенсивное притяжение лишь для ближайших соседей, но сменяются отталкиванием при «соприкосновении» атомов, что резко ограничивает число таких соседей. Вследствие вандерваальсового отталкивания можно принять, что каждый атом аргона сильно взаимодействует не более чем с 12 другими атомами. Соответствующее отталкивание, созда-

\* Первой частицей с близкой к ожидавшейся массой был  $\mu$ -мезон. Его открытие, однако, в конечном счете даже опровергло теорию, ибо  $\mu$ -мезон обнаруживает лишь слабое взаимодействие с ядрами — поведение, едва ли допустимое для кванта ядерного поля. Спустя несколько лет было установлено, что  $\mu$ -мезон является продуктом распада  $\pi$ -мезона, который сильно взаимодействует с ядрами.

ваемое на малых расстояниях ядерными силами, должно приводить к аналогичному эффекту. Однако наблюдаемая плотность ядерного вещества гораздо меньше того, что мог бы дать этот эффект сам по себе, — следовательно, действует еще какой-то дополнительный фактор.

б) Кусочек алмаза также обнаруживает независимость плотности и энергии связи на атом от размеров; однако причина здесь другая, чем в случае капли жидкого аргона. В алмазе каждый атом углерода связан ковалентно с четырьмя другими углеродными атомами и, таким образом, сильно взаимодействует лишь с этими четырьмя. Пятому атому, который может оказаться рядом с ним, он уделяет мало внимания, ибо химическая связь обладает *свойством насыщения*; поэтому валентности центрального атома углерода насыщены первыми четырьмя атомами. Насыщение химической связи обусловлено ограниченным числом валентных электронов, которыми обмениваются связанные атомы. Обменный характер ядерных сил приводит к тому, что сильное взаимодействие нуклонов возникает лишь в том случае, когда в своем относительном движении они находятся в надлежащих состояниях. Так, например, упоминавшиеся выше силы Сербера обеспечивают сильное притяжение между двумя нуклонами лишь в том случае, если их относительный момент количества движения равен нулю.

К сожалению, не так просто показать, что создающая отталкивание сердцевина в совокупности с обменным характером ядерных сил приводит к постоянству плотности ядерного вещества и энергии связи на нуклон. Такой результат трудно получить, поскольку задача должна в значительной мере рассматриваться в аспекте проблемы многих тел [4].

Другой интересный вопрос о свойствах ядерной материи связан с движением нейтронов и протонов; говоря на языке квантовой механики, можно задать вопрос: какова должна быть волновая функция (функция координат всех составляющих ядро нуклонов), описывающая ядерное вещество? Своеобразная «эффективная слабость» ядерных сил, о которой уже говорилось в разделе А, вместе с принципом Паули дает неожиданный и простой приближенный ответ на этот вопрос: нуклоны движутся в ядерном веществе почти как свободные частицы; их движение подвержено лишь слабым возмущениям из-за столкновений с другими нуклонами. С хорошей точностью это эквивалентно в первом приближении тому, что волновая функция ядерного вещества представляет собой антисимметризованное произведение волновых функций свободных частиц, описывающих каждый из квазисвободных нуклонов ядра. Соударения нуклонов между собой в значительной мере подавлены, поскольку они будут эффективны лишь в том случае, если сталкивающиеся нуклоны передают друг другу некоторый импульс, но все состояния с малыми импульсами уже заняты другими нуклонами, и поэтому принцип Паули запрещает такую передачу. Влияние принципа Паули уменьшилось бы, если бы межнуклонные силы были достаточно велики. Например, атомы дейтерия, которые также должны подчиняться принципу Паули, при низких температурах уже не будут двигаться как свободные частицы; они будут спариваться и образовывать молекулы  $D_2$ ; это демонстрирует эффективную силу химической связи по сравнению с ядерными силами.

Предполагается, что и нуклоны в свою очередь должны создавать «гроздь» — кластеры (аналогично молекуле  $D_2$ ), если ядерная плотность столь мала, что среднее расстояние между ними гораздо больше радиуса действия нуклон-нуклонных сил. Диффузная поверхность конечных ядер должна иметь такую область очень малой плотности, причем имеются

некоторые доводы в пользу существования в этой области короткоживущих альфа-кластеров.

Суммируя, можно сказать, что свойства нуклон-нуклонных сил в сочетании с принципом Паули приводят к явно противоречивым выводам о поведении ядерной материи: макроскопические свойства, такие, как плотность и энергия связи, сходны со свойствами жидкой капли; такие же микроскопические характеристики, как волновые функции ядер и особенности движения частиц, сближают ядро со слабо взаимодействующим газом. Сходство с жидкой каплей уже использовалось при выводе выражения для энергий связи в гл. II и вновь понадобится при рассмотрении коллективной модели; сходство со слабо взаимодействующим газом служит основой модели ферми-газа и оболочечной модели.

## В. МОДЕЛЬ ФЕРМИ-ГАЗА

Представление ядра в виде ферми-газа является простейшей моделью; в ней подчеркивается, что в пределах ядра нуклоны движутся как «свободные частицы», ядра же предполагаются состоящими из вырожденного ферми-газа нейтронов и протонов, находящегося в объеме, ограниченном поверхностью ядра. Газ считается вырожденным потому, что все частицы заполняют низшие возможные состояния в соответствии с принципом Паули. Для каждого типа частицы газ характеризуется кинетической энергией высшего заполненного состояния — энергией Ферми. Фермиевская энергия легко определяется из расчета числа состояний, необходимого для размещения всех частиц в ядре. Поскольку в каждом квантовом состоянии может находиться два одинаковых нуклона с противоположными спинами, получаем для нейтронов (см. примечание на стр. 245, гл. VIII)

$$\frac{N}{2} = \frac{(4\pi/3) p_f^3 V}{h^3}, \quad (1)$$

где  $N$  — число нейтронов в ядре,  $V$  — его объем и  $p_f$  — импульс нейтрона в высшем заполненном состоянии — фермиевский граничный импульс. Переписывая формулу (1) и пользуясь классическим соотношением кинетической энергии  $\varepsilon$  и импульса  $p = (2M\varepsilon)^{1/2}$ , найдем выражение для фермиевской энергии нейтронного газа:

$$\varepsilon_f = \frac{1}{8} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \left( \frac{N}{V} \right)^{2/3} \frac{h^2}{M}, \quad (2)$$

в котором  $M$  — масса нейтрона. В центре сложных ядер, где плотность достигает  $2 \cdot 10^{38}$  нуклон/см<sup>3</sup>, фермиевская энергия для  $N = A/2$  составляет около  $43$  Мэв. Чтобы получить нужное значение энергии связи нейтрона — около  $3$  Мэв, — следует предположить, что при такой величине фермиевской энергии нейтронный газ содержится в потенциальной яме, глубина которой (в центре сложных ядер) составляет около  $50$  Мэв.

Модель ферми-газа нельзя использовать для предсказания детальных свойств низко расположенных состояний ядер, наблюдающихся в процессах радиоактивного распада, описание которых давалось в гл. VIII. Она полезна, однако, при оценке импульсного распределения нуклонов ядра и для приближенного термодинамического рассмотрения свойств ядер с непрерывным спектром возбуждения. Оба эти аспекта модели существенны при изучении ядерных реакций, и мы еще вернемся к ней в гл. X.

### Г. МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК

В том, что касается внутриядерных взаимодействий нуклонов, модель оболочек не отличается, по существу, от модели ферми-газа: ядро представляется потенциальной ямой, в пределах которой каждая частица движется свободно. В модели ферми-газа, как только что было видно, ядро характеризуется энергией наиболее высоко расположенного заполненного уровня — фермиевской энергией. В модели оболочек приходится иметь дело с детальными свойствами квантовых состояний, а эти свойства определяются формой потенциальной ямы. Прежде чем подробно обсудить модель оболочек, следовало бы вкратце рассмотреть экспериментальные предпосылки, которые форсировали развитие модели оболочек в теории ядра. Она развивалась не на основе фундаментальных концепций, но скорее им вопреки, и большая часть упомянутых в разделе Б теоретических работ была продиктована стремлением реализовать успехи модели оболочек.

**Экспериментальные предпосылки.** Наряду с «магическими числами» (замкнутые оболочки), о которых говорилось в гл. II, серьезное исследование модели оболочек было решающим образом стимулировано данными об энергиях, спинах, четностях и магнитных моментах ядерных состояний (отчасти собранными обсуждавшимися в гл. VIII методами). Коротко говоря, три группы данных — 1) отсутствие спина у основных состояний всех четно-четных ядер, 2) систематика основных состояний (с полуцелым спином) для ядер с нечетным массовым числом, 3) установление характера зависимости ядерных магнитных моментов от спинов — привели к выводу, что свойства основных состояний ядер с нечетными массовыми числами определяются свойствами одного нечетного нуклона.

Подразумевается, и это весьма существенно, что все остальные нуклоны не играют никакой другой роли, кроме создания потенциального поля, определяющего квантовое состояние отдельной частицы, и заполнения квантовых состояний, расположенных ниже того, в котором движется данная нечетная частица. Детали экспериментального обоснования модели оболочек, а также расчеты волновых функций и энергии уровней читатель найдет в книге Гепперт-Майер и Йенсена [5].

**Классификация состояний в модели оболочек.** Существенное упрощение в модели оболочек состоит в замене нуклон-нуклонных взаимодействий внутри ядра действующим на каждый нуклон эффективным потенциалом, который является функцией координат этого нуклона, но не координат остальных нуклонов. Оно представляет собой, следовательно, ядерный аналог метода Хартри для многоэлектронного атома. Задача при этом сводится к решению уравнения Шрёдингера для частицы, движущейся в поле с выбранным потенциалом.

Обычно рассматриваются два таких потенциала, оба сферически симметричные, но с разной радиальной зависимостью. Первый — потенциал гармонического осциллятора

$$V(r) = -V_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (3)$$

а второй — потенциал в виде прямоугольной ямы

$$\begin{aligned} V(r) &= -V_0, & r < R, \\ V(r) &= \infty, & r > R, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $V(r)$  — потенциал на расстоянии  $r$  от центра ядра, а  $R$  — радиус последнего. Для упрощения математического решения задачи оба потенциала вне ядра устремляются к бесконечности, а не к нулю. Такое дальнейшее упрощение оказывает лишь незначительное влияние на энергию состояний и их относительные стабильности. В силу сферической симметрии обоих потенциалов (3) и (4) соответствующие им квантовые состояния можно характеризовать двумя квантовыми числами: главным квантовым числом  $n$ , связанным с количеством радиальных узлов волновой функции, и  $l$  — мерой орбитального момента количества движения частицы, являющегося константой движения. Так же как и в атомной спектроскопии, состояния с  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  будут обозначаться  $s, p, d, f$  соответственно, и, таким образом, они идентифицируются с помощью символов  $3s, 1d, 2f$  и т. д.\*

Решение уравнения Шрёдингера для изотропного гармонического осциллятора дает систему энергетических уровней

$$\varepsilon = h\omega_0 [2(n-1) + l],$$

$$\omega_0 = \left( \frac{2V_0}{MR^2} \right)^{1/2},$$

где  $M$  — масса нуклона. В левой части рис. 52 схематически представлена эта система энергетических уровней, причем низшее состояние принято за нуль. Следует отметить два важных свойства этих уровней:

1. Все состояния с одним и тем же значением  $2n + l$  имеют одинаковую энергию и оказываются поэтому случайно вырожденными.

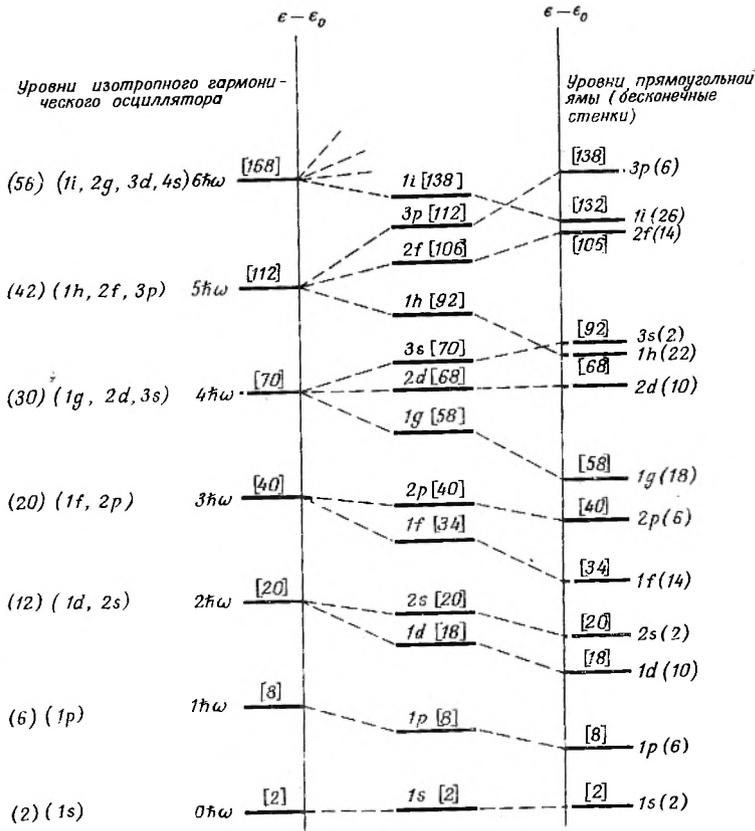
2. Поскольку энергия меняется как  $2(n-1) + l$ , всем состояниям с данной энергией должны соответствовать либо четные, либо нечетные значения  $l$ ; отсюда следует, что все вырожденные состояния обладают одинаковой четностью.

Набор собственных состояний для прямоугольной потенциальной ямы, приведенный в правой части рис. 52, такой же, как и в случае гармонического осциллятора, с той лишь разницей, что здесь снято случайное вырождение. Переход от осцилляторной к прямоугольной яме снижает потенциальную энергию (отрицательная величина) вблизи края ядра и, следовательно, увеличивает стабильность состояний, концентрирующихся частицы близ края ядра; это означает, что состояния с наибольшим моментом количества движения оказываются наиболее устойчивыми. Последовательность уровней реальных ядер можно ожидать где-то между этими двумя предельными случаями; она показана в средней части рис. 52.

Как уже упоминалось в гл. II, экспериментальные предпосылки оболочечной структуры ядер указывают на «магические числа» 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 как на числа нейтронов или протонов, имеющихся в заполненной оболочке и соответствующих атомным номерам инертных газов в химии. Последовательность уровней на рис. 52 подразумевает возможность предсказания первых трех таких чисел, что, однако, не выполняется для остальных. Такая же ситуация складывается и с химическими элементами: волновые функции атома водорода предсказывают замкнутые оболочки для атомных номеров 2, 10, 28, 60, 110. . . , но лишь первые два числа

\* Существование таких состояний, как  $1d$  и  $2f$ , которые явно не согласуются с терминами в атомной спектроскопии, где  $n > l + 1$ , является просто следствием определения  $n$ : для обычных волновых функций водорода  $n$  определено так, что каждое состояние имеет  $n - l - 1$  радиальных узлов; использованное выше определение  $n$  дает для каждого состояния  $n - 1$  узлов.

согласуются с экспериментальными фактами. В случае атома все удается истолковать, снимая вырождение благодаря взаимодействиям электронов



Р и с. 52. Энергетические уровни трехмерного изотропного гармонического осциллятора и прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками. Цифры в круглых скобках означают число нуклонов одного типа, требуемое для заполнения различных уровней; цифры в квадратных скобках показывают число нуклонов одного типа, требуемое для заполнения всех уровней, включая и данный. (Из работы [5].)

между собой; это побуждает к поиску взаимодействия в ядерном веществе, которое привело бы к дальнейшему расщеплению уровней на рис. 52 и объяснило бы «магические числа».

**Спин-орбитальное взаимодействие.** Этот важный вид взаимодействия — взаимодействие спина частицы с ее орбитальным моментом количества движения, — который пока еще не рассматривался, был указан независимо Гепперт-Майер [5], Хакселем, Йенсенем и Суэссом [7]. Подобное взаимодействие уже обсуждалось в проблеме атома, где, однако, оно играло относительно меньшую роль; оно проявляется также (см. раздел А) в поляризации при рассеянии частиц.

Рассмотрим, например, нуклон в состоянии 1p; его орбитальный момент равен 1ħ, а спин — 1/2ħ. Полный момент количества движения частицы может быть, согласно правилам квантовой механики, либо  $J = \frac{3}{2} \hbar$ ,

либо  $J = \frac{1}{2} \hbar$ ; эти состояния будем обозначать  $1p_{3/2}$  и  $1p_{1/2}$  соответственно. Наличие спин-орбитального взаимодействия означает, что энергии  $1p_{3/2}$ - и  $1p_{1/2}$ -состояний не одинаковы; шестикратно вырожденное состояние  $1p$  расщепляется на четырехкратно вырожденный уровень  $1p_{3/2}$  и двукратно вырожденный  $1p_{1/2}$  (остающееся вырождение вызвано пространственной ориентацией вектора полного момента  $J$ ).

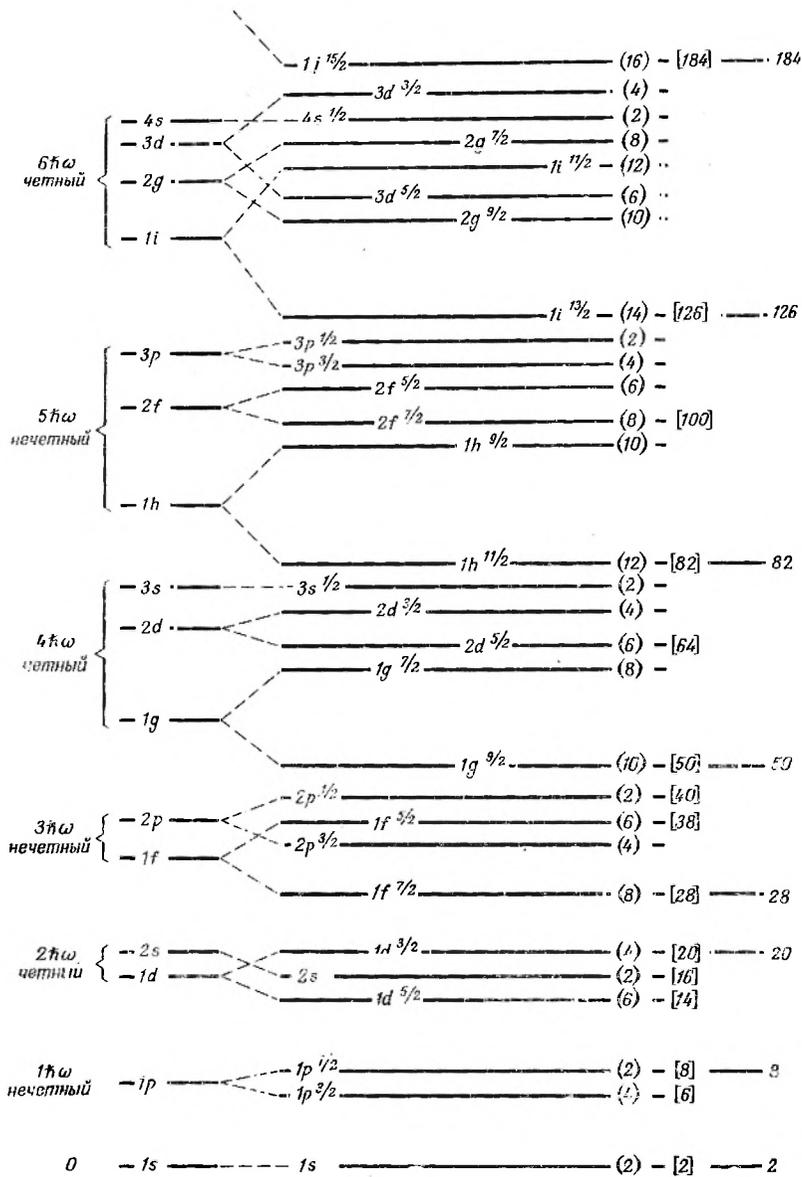
Если разность энергий расщепленных спин-орбитальным взаимодействием состояний такого же порядка величины, что и промежутки между уровнями в оболочечной модели, и если состояния с большим значением  $j(j = l + 1/2)$  становятся более стабильными, а состояния с меньшим  $j(j = l - 1/2)$  — менее стабильными, то система уровней приобретает вид, довольно близкий к изображенному на рис. 53. В этом случае можно видеть, что замкнутые оболочки с 28, 50, 82 и 126 нуклонами возникают благодаря расщеплению  $1f$ -,  $1g$ -,  $1h$ - и  $1i$ - состояний соответственно.

Эта диаграмма энергетических уровней имеет несколько важных особенностей. Во-первых, заданный порядок уровней нужно независимо прилагать к нейтронам и протонам. Так, ядро  ${}^4_2\text{He}$  содержит два протона и два нейтрона на уровне  $1s_{1/2}$ ;  ${}^9_4\text{Be}$  имеет четыре протона — два в  $1s_{1/2}$  и два в  $2p_{3/2}$ -состоянии (что можно более кратко записать как  $1s^2_2 2p^3_{3/2}$ ) — и пять нейтронов в  $1s^2_2 2p^3_{3/2}$ . На абсолютной шкале энергий протонные уровни располагаются все выше и выше нейтронных по мере роста  $Z$ . Это — знакомый уже эффект кулоновского отталкивания и в первом приближении он не вносит изменений в порядок уровней для каждого данного типа нуклонов. Однако имеется слабая тенденция к дополнительной стабилизации в ядрах с большим  $Z$  протонных уровней с максимальным орбитальным моментом ( $1f$ ,  $1g$ ,  $1h$ ,  $1i$ ), обладающих здесь относительно меньшей энергией, поскольку при движении в наиболее удаленной от центра ядра области протоны в меньшей степени испытывают кулоновское отталкивание.

Во-вторых, заданный порядок в пределах каждой оболочки является, по существу, схематическим и может не представлять истинного порядка ее заполнения; в действительности этот порядок несколько различается в разных ядрах в зависимости от числа нуклонов во внешней оболочке. (Подобные сдвиги уровней хорошо известны в атомной структуре тяжелых элементов.)

**Основные состояния ядер.** Описанная только что схема уровней допускает правильное предсказание занимаемых нейтронами квантовых состояний, если их содержится в ядре 2, 8, 20, 28, 50, 82 или 126. В ядре  ${}^{88}_{38}\text{Sr}$ , например, 50 нейтронов заполняют пять оболочек:  $(1s^2)$ ,  $(1p^6)$ ,  $(1d^{10} 2s^2)$ ,  $(1f^8_{7/2})$ ,  $(1f^6_{5/2} 2p^6 1g^8_{9/2})$ . Точно так же очевидна протонная структура ядер с магическими атомными номерами: He, O, Ca, Ni, Sn и Pb. В теории строения атома существует хорошо известная теорема, согласно которой заполненные оболочки обладают сферической симметрией и лишены спина или орбитального момента, а также и магнитного момента. К этой теореме можно добавить постулат чистой одночастичной модели ядра: в основном состоянии не только заполненные нуклонные оболочки, но также и любые четные числа нейтронов и протонов лишены суммарного углового и магнитного моментов. Можно ожидать, следовательно, что  $I = 0$  ( $\mu = 0$ , положительная четность) не только для  ${}^4_2\text{He}$  и  ${}^{16}_8\text{O}$ , но также и для  ${}^{88}_{38}\text{Sr}$ ,  ${}^{192}_{76}\text{Os}$ ,  ${}^{238}_{92}\text{U}$  и всех остальных четно-четных ядер.

Предполагается, что в любом ядре с нечетным  $A$  все нуклоны, кроме одного, благодаря спариванию их угловых моментов образуют четно-чет-



Р и с. 53. Расщепление энергетических уровней трехмерного изотропного гармонического осциллятора за счет спин-орбитальной связи. Числа в круглых и квадратных скобках означают то же самое, что и на рис. 52. С правой стороны рисунка приведены «магические числа». (Из работы [5].)

ную «сердцевину»; одиночный нуклон движется совершенно независимо внутри этой сердцевины (либо вне ее), и полный момент количества движения всего ядра определяется квантовым состоянием именно этого нуклона. Рассмотрим, например, четно-нечетное ядро  ${}^6\text{C}^{13}$ . Шесть протонов и шесть из семи нейтронов спарены в конфигурации  $1s^2 1p_{3/2}^4$ ; нечетный нейтрон находится на уровне  $1p_{1/2}$ , и в основном состоянии все ядро в целом характеризуется состоянием  $p_{1/2}$ . Спин ядра  $\text{C}^{13}$  был измерен, и его величина  $I = 1/2$  соответствует результирующему моменту, указанному в виде индекса в  $p_{1/2}$ . В качестве второго примера рассмотрим  ${}^{23}\text{V}^{51}$ ; нечетным нуклоном в этом случае является двадцать третий протон: он располагается на уровне  $1f_{7/2}$ . Ожидается, что основное состояние ядра есть  $f_{7/2}$ . Измеренное значение спина этого ядра оказалось равным  $7/2$ . Не вдаваясь в подробности, можно сказать, что измеренные величины магнитных моментов ядер  $\text{C}^{13}$  и  $\text{V}^{51}$  также служат доводом в пользу предсказанных значений спинов их основных состояний. При заданном спине величина магнитного момента ядра зависит от взаимной ориентации спина и орбитального момента нечетного нуклона. Так, например,  $s_{1/2}$ - и  $p_{1/2}$ -ядра будут иметь совершенно разные магнитные моменты, причем это различие может быть предсказано по крайней мере качественно.

В общем, однако, ситуация для ядер не так уж проста, как это только что демонстрировалось. Порядок уровней в пределах каждой оболочки часто может отличаться от представленного на рис. 53, особенно для двух-трех смежных уровней, различающихся по  $n$  или  $l$ . В подобных случаях на основе одночастичной модели можно лишь сделать вывод, что несколько определенных состояний ядра имеют очень близкие энергии и при этом не известно, которое из них является низшим (основным). Но иногда даже одна эта информация бывает полезна. В ядре  ${}^{56}\text{Ba}^{137}$ , например, восемнадцать первый нейтрон нечетен, и, следуя схеме, представленной на рис. 53, можно сказать, что основным состоянием, вероятно, будет  $h_{1/2}$ ,  $s_{1/2}$  или  $d_{3/2}$ , в зависимости от порядка заполнения этих трех уровней. У  $\text{Ba}^{135}$  основным состоянием будет, по-видимому,  $h_{1/2}$  или  $d_{3/2}$ . Измеренное значение спина обоих этих ядер равно  $I = 3/2$ .

Что можно сказать о состояниях нечетно-нечетных ядер? Большинство таких ядер радиоактивно (из стабильных известны  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{Li}^6$ ,  ${}^5\text{B}^{10}$ ,  ${}^7\text{N}^{14}$ ), и к тому же имеется мало непосредственных экспериментальных сведений об их спинах и магнитных моментах. В предположении одночастичной модели при спаривании нуклонов в этом случае нечетными остаются один протон и один нейтрон, причем каждый из них дает свой вклад в момент ядра. Не существует какого-либо универсального правила для предсказания свойств основного состояния, однако весьма полезны следующие правила, предложенные Нордгеймом: если для двух нечетных нуклонов сумма  $j_1 + j_2 + l_1 + l_2$  есть четное число, то результирующий спин  $I = |j_1 - j_2|$ . Из этого правила известно одно исключение —  $\text{K}^{40}$ . Если же эта сумма есть нечетное число, то, вероятнее всего,  $I$  велико и может достигать  $j_1 + j_2$ . В ядре  ${}^{23}\text{V}^{50}$  как двадцать седьмой нейтрон, так и двадцать третий протон расположены, по предположению, на уровне  $1f_{7/2}$  (для протона это подтверждается измеренным значением спина  ${}^{23}\text{V}^{51}$ , равным  $7/2$ ). Поскольку сумма  $j_1 + j_2 + l_1 + l_2 = 13$ , правило Нордгейма предсказывает для  $\text{V}^{50}$  большой спин, причем его максимальное значение может достигать  $7/2 + 7/2 = 7$ . Измерения показали, что спин  $\text{V}^{50}$  равен 6. Для этого ядра в основном состоянии совершенно однозначно предсказывается положительная четность, ибо каждый из двух нечетных нуклонов находится в  $f$ -состоянии и имеет поэтому отрицательную четность.

Для многих ядер одночастичная модель является, конечно, слишком упрощенной. Об этом свидетельствует, например, такой факт. Ожидается, что основным состоянием  ${}_{11}\text{Na}^{23}$  должно быть  $d_{5/2}$ ; единственной другой разумной возможностью в рамках одночастичной модели представляется состояние  $s_{1/2}$ . Измеренная же величина спина равна  $3/2$ , и это нельзя объяснить тем, что нечетный протон находится на уровне  $1d_{3/2}$ , поскольку этот уровень должен был бы лежать выше  $1d_{5/2}$ ; кроме того, величина магнитного момента  $\text{Na}^{23}$  совершенно не согласуется с  $d_{3/2}$ . Вторым примером может служить  ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ , в котором нечетный нуклон явно должен быть  $1f_{7/2}$ , эксперимент же дает величину спина  $5/2$ . Подобные аномалии могут порождаться взаимодействиями между всеми нуклонами, расположенными вне замкнутых оболочек; такие взаимодействия не были включены в эффективный потенциал, определяющий состояния в оболочечной модели. Так, взаимодействия между собой пяти протонов в  $f_{7/2}$ -состоянии и двух нейтронов сверх замкнутой оболочки (28 нейтронов) приводят к спину  $\text{Mn}^{55}$ , равному  $5/2$ , вместо  $7/2$ . Интересно отметить, что не имеющий двух таких лишних нейтронов  $\text{Mn}^{53}$  обладает в основном состоянии ожидаемым значением спина  $7/2$ . В разделе 3 мы вернемся к аномалиям спинов основных состояний и рассмотрим их с точки зрения деформации ядер.

**Приложение одночастичной модели к ядерной изомерии.** Концепция замкнутых оболочек и одночастичная модель используются при изучении возбужденных состояний ядер, особенно при низких энергиях возбуждения. Обычно если модель предсказывает несколько возможных низколежащих конфигураций, то все они, кроме одной (соответствующей основному состоянию), осуществляются как возбужденные состояния, особенно для ядер с нечетным числом нуклонов. Как было показано в гл. VIII,  $\gamma$ -переходы, особенно когда  $\Delta I$  для них велико, а  $E$  мало, могут характеризоваться заметным временем жизни и определяются в этом случае как изомерные переходы. Корреляция ядерных спинов со временем жизни изомеров представляет существенный аспект оболочечной структуры ядер.

В 1949 г. Финберг [8] обратил внимание на то обстоятельство, что существуют обширные группы изомеров с нечетными  $Z$  или  $N$  непосредственно перед магическими числами 50, 82 и 126. Это явление связано с появлением нового уровня с очень большим спином, предшествующего замкнутому оболочкам с магическими числами ( $1g_{9/2}$  перед 50,  $1h_{11/2}$  перед 82 и  $1i_{13/2}$  перед 126). Рассмотрим в качестве примера ядро  ${}_{48}\text{Cd}^{113}$ ; его нечетный нуклон — шестьдесят пятый нейтрон — должен находиться в состоянии  $3s_{1/2}$ , чтобы обеспечить согласие с экспериментальной величиной спина основного состояния  $I = 1/2$ . Другими возможными незаполненными состояниями в той же самой оболочке являются также, по-видимому, низколежащие уровни  $2d_{3/2}$  и  $1h_{11/2}$ . Если первым возбужденным уровнем оказывается  $1h_{11/2}$ , что и имеет место для данного ядра, то  $\gamma$ -переход в основное состояние  $h_{11/2} \rightarrow s_{1/2}$  ( $\Delta I = 5$ ; да, т. е. четность меняется) будет  $E5$ -переходом с очень большим временем жизни. Наблюдаемый на опыте изомер  $\text{Cd}^{113m}$  имеет  $t_{1/2} = 14$  лет; он подвергается в основном  $\beta$ -распаду, так что  $t_{\gamma}$  больше 200 лет.

В случае  $\text{Cd}^{111}$  наблюдается похожая картина: спин основного состояния  $I = 1/2$ , и шестьдесят третий нейтрон находится в состоянии  $3s_{1/2}$ . Уровень  $1h_{11/2}$  расположен на  $0,396 \text{ Мэв}$  выше основного и его период полураспада ( $\text{Cd}^{111m2}$ ) равен  $49 \text{ мин}$ .  $\gamma$ -Переход происходит не прямо в основное, а в промежуточное  $2d_{5/2}$ -состояние, лежащее выше основного на  $0,247 \text{ Мэв}$ ; следовательно,  $\Delta I = 3$ ; да (четность меняется), т. е. это  $E3$ -

переход. Уровень  $2d_{5/2}$  в свою очередь распадается в основное состояние: для этого перехода  $\Delta I = 2$ ; нет (без изменения четности), а экспериментальный период полураспада для этого  $E2$ -перехода равен  $8 \cdot 10^{-8}$  сек.

Большое количество четно-нечетных изомеров от  ${}_{48}\text{Cd}^{111}$  до  ${}_{50}\text{Ba}^{131}$  с числом нейтронов от 63 до 81 можно объяснить подобным же образом. Верхним состоянием в большинстве этих пар является  $1h_{11/2}$  и соответствующим изомерным переходом почти всегда будет  $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$ ,  $\Delta I = 4$ ; да (с изменением четности),  $M4$ , часто сопровождаемый  $M1$ -переходом  $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ . Когда начинает частично заполняться следующая нейтронная оболочка (от 82 до 126) в четно-нечетных ядрах, таких, как  ${}_{78}\text{Pt}^{195}$ ,  $\text{Pt}^{197}$ ,  ${}_{80}\text{Hg}^{197}$ ,  $\text{Hg}^{199}$  и  ${}_{82}\text{Pb}^{207}$ , долгоживущим изомерным уровнем становится  $1i_{13/2}$ , как правило, с переходом  $i_{13/2} \rightarrow f_{5/2}$ , снова типа  $M4$ . Другая группа изомерных переходов  $M4$  возникает между уровнями  $g_{9/2}$  и  $p_{1/2}$  в области нечетных чисел нуклонов меньше 50.

Существует заметное число четно-нечетных изомеров, однако из-за трудностей, связанных с определением конфигурации двунуклонных состояний, эти изомеры нелегко классифицировать каким-либо обычным способом. Имется также несколько очень интересных четно-четных изомеров. Для одного из них,  ${}_{32}\text{Ge}^{72m}$  ( $t_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$  сек,  $E = 0,69$  Мэв), в основном и первом возбужденном состояниях  $I = 0^{+}$ ; переход типа  $0 \rightarrow 0$ , таким образом, целиком происходит (согласно правилам отбора, гл. VIII, стр. 261) за счет излучения электронов внутренней конверсии, несмотря на довольно большую энергию перехода. Большинство четно-четных изомеров имеет очень малое время жизни; одно из интересных исключений, ядро  ${}_{72}\text{Hf}^{180m}$  ( $t_{1/2} = 5,5$  час), обсуждается в разделе ИК.

## Д. КОЛЛЕКТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ В ЯДРАХ

Некоторые недостатки одночастичной модели, касающиеся предсказания спинов основных состояний ядер, уже иллюстрировались или упоминались выше; ограниченность этой модели наиболее сильно сказывается при рассмотрении электрических квадрупольных моментов ядер\*. Даже для ядер с избытком или недостатком всего лишь одного нуклона по сравнению с замкнутой оболочкой, когда одночастичная модель работает наилучшим образом, экспериментальные значения квадрупольных моментов зачастую в несколько раз больше того, что может быть приписано нечетному нуклону. Такое увеличение статического квадрупольного момента связано с другим экспериментальным наблюдением —  $E2$ -переходы (электрические квадрупольные переходы) часто оказываются гораздо более быстрыми, чем это ожидается для переходов между одночастичными состояниями. Физически наличие квадрупольных моментов и увеличение скорости  $E2$ -переходов означает, что ядро обладает сфероидальным, а не сферическим распределением заряда. Оболочечная модель предполагает сферическое распределение нуклонов в замкнутых оболочках, а сфероидальные деформации приписываются только нуклонам, находящимся вне замкнутых оболочек. Очевидно, такое допущение несправедливо.

Рейнуотер первым предположил [9], что такие расхождения могут быть устранены, например, в ядрах с нечетным  $A$ , если принять во внимание поляризацию четно-четной сердцевинки, создаваемую сферически несимметричным движением нечетного нуклона. В этом случае все нуклоны

\* Определенные квадрупольные моменты даны на стр. 45, гл. II.

ядра могли бы давать коллективный вклад и в статические квадрупольные моменты и в скорость квадрупольных переходов. Гипотеза о сфероидальной, а не сферической форме четно-четной сердцевины ядра имеет также и другие аспекты, которые исследовались в обширной серии работ главным образом Бором и Моттельсоном [10].

Прежде чем обсуждать эти исследования, следовало бы указать, что и в данном случае теория ядра была вынуждена пересмотреть свои основные положения под давлением экспериментальных фактов. В настоящее время необходимо учитывать одновременно оба аспекта ядерной материи — ее сходство и с жидкостью, и с газом. Такой гибкости теории строения ядра следует ожидать от теории любой системы, содержащей более двух частиц; все подобные теории всегда должны быть приближенными, и большинство полезных приближений почти всегда обосновывается именно теми фактами, которые эта теория пытается объяснить.

**Коллективная модель.** Предполагаемая для четно-четной сердцевины ядра с нечетным массовым числом сфероидальная деформация означает, что уже нельзя говорить о движении пачетного нуклона в сферически симметричном потенциальном поле и что поэтому орбитальный момент количества движения нуклона больше не сохраняется. Однако в силу сохранения полного момента системы можно сделать вывод, что моменты сфероидальной сердцевины и нечетного нуклона связаны. Если, далее, к ядру с нечетным  $A$  добавляется еще один нуклон, то соответствующее четно-четное ядро также может оказаться сфероидальным (если только оболочка не заполнена) и обладать состояниями по моменту количества движения, характеризующими не группы независимо движущихся, согласно оболочечной модели, нуклонов, а когерентное движение нуклонов в ядре как целом. Квантование такого когерентного движения нуклонов и составляет основу коллективной модели.

Простейший путь квантования этого движения, согласующийся к тому же с описанными в разделе Б свойствами ядерного вещества, состоит в рассмотрении четно-четной сердцевины как капли несжимаемой жидкости и квантовании классических уравнений гидродинамики, описывающих ее осцилляции. Однако уже само это упрощение приходится выполнять приближенным способом, как из-за сложности уравнений, так и вследствие того, что оболочечная модель должна быть в какой-то мере сохранена при анализе, чтобы обеспечить сфероидальные равновесные формы четно-четных ядер с частично заполненными оболочками.

Сложность и приближенность характера подхода к проблеме обуславливают его постоянное совершенствование математически (добавлением членов более высокого порядка) и физически (благодаря учету более тонких взаимодействий). Здесь вполне достаточно перечисления некоторых следствий модели, непосредственным образом связанных с пониманием энергетических спектров четно-четных ядер. Для таких ядер модель должна быть особенно хороша, ибо здесь отсутствует какой-либо нечетный нуклон, влияющий на коллективное движение.

1. Ожидается, что вращательные состояния будут описываться соотношениями, хорошо известными для молекул типа симметричного волчка

$$E = \hbar^2 \frac{[I(I+1) - K^2]}{2g_1} + \frac{\hbar^2 K^2}{2g_3}. \quad (5)$$

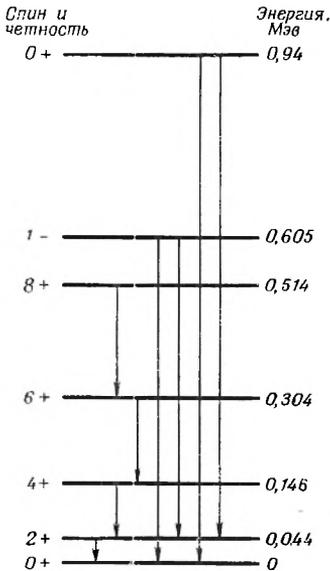
В этом выражении  $[I(I+1)]^{1/2}\hbar$  представляет собой полный момент количества движения ядра,  $K\hbar$  — составляющую момента вдоль оси симмет-

рии ядра, а  $g_1$  и  $g_3$  — «моменты инерции», перпендикулярный и параллельный оси симметрии соответственно. Вращательное движение жидкой капли является (в классическом смысле) движением безвихревого потока, и его удобнее всего представлять колебаниями волн на поверхности капли, а не вращением капли как целого; моменты инерции становятся, таким образом, фиктивными, не связанными непосредственно с классическими моментами инерции капли.

2. Как эксперимент, так и модель указывают на то, что  $g_3$  весьма мал; это приводит к низколежащим вращательным состояниям, для которых  $K = 0$ , а спектр энергий похож на спектр двухатомной молекулы:

$$E = I^2 \frac{I(I+1)}{2g}. \quad (6)$$

Состояния с  $K \neq 0$ , т. е. другие вращательные полосы, могут реализоваться, если один или больше нуклонов переходит в более высокое возбужденное состояние (по оболочечной модели), в результате чего внутренние моменты количества движения не сокращаются более попарно.



Р и с. 54. Некоторые из энергетических уровней  $\text{Pu}^{238}$ . Спины и четности приведены слева, а энергии основного состояния — справа. Первые пять уровней относятся к вращательной полосе основного состояния.

3. Симметрия ядра требует, чтобы такие низколежащие вращательные уровни (полоса с  $K = 0$ ) характеризовались последовательностью состояний с  $I = 0, 2, 4, 6$  (все с положительной четностью). Точность этого вывода хорошо иллюстрируется вращательной полосой основного состояния  $\text{Pu}^{238}$ , представленной на рис. 54: с точностью до нескольких процентов энергетические уровни описываются выражением (6) с  $\hbar^2/2g = 7,31$  кэв, что соответствует примерно вдвое меньшему моменту инерции, чем это можно было бы ожидать для ядра, рассматриваемого как жесткое тело.

4. Существование низколежащих состояний, легко идентифицируемых благодаря их расположению во вращательной полосе, ожидается в ядрах с относительно большими  $g$  и большими постоянными деформациями, т. е. в областях между замкнутыми оболочками ( $A$  между 150 и 190, а также выше 220).

5. Ядра с замкнутыми или почти замкнутыми оболочками сферичны и способны противостоять деформациям. Малая результирующая величина  $g$  приводит здесь к такому расположению вращательных и одночастичных уровней, что они становятся подобными, и эти два типа возбуждения невозможно более разделить.

6. Ожидается существование колебательных состояний, в которых ядро осциллирует около своей равновесной деформации. Это колебания двух видов:  $\beta$ -колебания, сохраняющие сфероидальную симметрию ядра, и  $\gamma$ -колебания, ведущие к эллипсоидальным симметриям. Это явление еще не установлено и исследуется экспериментально и теоретически.

Суммируя, можно сказать, что рассмотрение коллективного движения нуклонов оказалось достаточно успешным при интерпретации спектра возбужденных состояний четно-четных ядер, а также зависимости этого спектра от массового числа. Для ядер с нечетным  $A$ , однако, ситуация усложняется вследствие того, что движения сердцевин и нечетного нуклона должны быть связаны, и, следовательно, описание движения этого нуклона состояниями оболочечной модели перестает быть справедливым, поскольку оно соответствует статической сферической сердцевине. Анализ этой проблемы приводит к обобщенной модели, пытающейся совместить независимое и коррелированное движение нуклонов в сложных ядрах.

**Обобщенная модель.** Первым шагом к построению обобщенной модели является исследование влияния ядерных деформаций на оболочечные состояния. С качественной стороны основные эффекты представляют собой, во-первых, снятие части вырождения, возникающего благодаря наличию  $(2j + 1)$  возможных ориентаций вектора полного момента количества движения в пространстве и, во-вторых, то, что момент нечетного нуклона перестает быть константой движения, хотя составляющая этого момента вдоль оси симметрии ядерного потенциала все же остается такой константой. Количественное изучение проблемы для аксиально симметричных деформаций было проведено Нильссоном [41], и полученные им состояния известны как состояния Нильссона. Нечетный нуклон помещается при этом в соответствующее оболочечное возмущенное состояние (состояние Нильссона) и его движение связывается с коллективными состояниями четно-четного остатка.

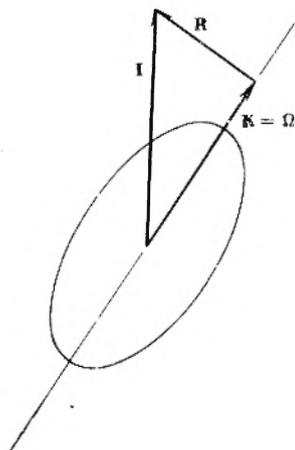
Полный анализ такого приближенного подхода к ядрам с нечетными  $A$  был проведен Моттельсоном и Нильссоном [42]; приведем сводку наиболее существенных результатов:

1. Квантовое состояние не задается более только состоянием нечетного нуклона, но определяется теперь несколькими квантовыми числами:  $I$ , характеризующим полный (четно-четная сердцевина плюс нечетный нуклон) момент количества движения,  $K$  — проекцией  $I$  на ось симметрии и  $\Omega$  — проекцией момента (орбитальный момент плюс спин) нечетного нуклона на ту же ось. Эти величины изображены на рис. 55, где  $\mathbf{R}$  есть коллективный момент количества движения четно-четной сердцевины. Для ядер, обладающих цилиндрической симметрией,  $\mathbf{K} = \Omega$ , и момент  $\mathbf{R}$  перпендикулярен оси симметрии.

2. В основном состоянии будет справедливо равенство  $I = K = \Omega$  (если только  $\Omega$  не равно  $1/2$ );  $\Omega$  определяется заполнением нуклонами состояний Нильссона подобно тому, что говорилось в разделе Г о заполнении оболочечных состояний.

3. Новые одночастичные состояния, вырожденные — самое большое — двукратно, расположены теперь более тесно, причем появляются такие

состояния с низкими энергиями (отнесенные на 100—200 кэв), которые соответствуют возбуждению более высоких одночастичных состояний нечетного нуклона.



Р и с. 55. Векторная диаграмма полного момента количества движения деформированного ядра (по обобщенной модели).

4. Каждому одночастичному состоянию нечетного нуклона соответствует полоса вращательных состояний, для которых  $K = \Omega$ , а энергии задаются формулой (5), причем  $I$  принимает значения  $K, K \pm 1, K \pm 2, \dots$

## Е. ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Большое значение спаривания нуклонов внутри ядер проявляется как в возникновении специального члена в формуле для энергии связи [см. равенство (3) гл. III], так и в компенсации моментов нейтронов или протонов, приводящей к нулевому суммарному моменту количества движения в основных состояниях и сферических, и сфероидальных четных ядер. Эти факты позволяют сделать заключение, что остаточные взаимодействия между нуклонами ядра (не включенные в средний ядерный потенциал, действующий на нуклон) максимальны, когда оба нуклона находятся в определенных «сопряженных» состояниях. Такая пара сопряженных состояний, очевидно, характеризуется одинаковым набором квантовых чисел, отличаясь лишь противоположными знаками проекции момента количества движения на ось симметрии ядра.

Как упоминалось ранее, любое остаточное взаимодействие между нуклонами ограничивает применимость чистой одночастичной модели (которая просто заполняет снизу доверху состояния по модели оболочек) и вводит смешивание конфигураций. Парные взаимодействия создают особое смешивание конфигураций, аналогичное обнаруженному для электронов проводимости в металлах и введенному для объяснения явления сверхпроводимости. Такое взаимодействие влияет на энергии основного и низлежащих возбужденных состояний, не затрагивая, вообще говоря, спина и четности, определенных по модели оболочек. Учет принципа Паули усложняет даже такой приближенный математический анализ задачи, поэтому здесь приводится лишь краткое качественное описание некоторых результатов, существенных для ядер.

Главный эффект взаимодействий с участием сопряженных пар нуклонов\* состоит в таком изменении энергетического спектра низколежащих одночастичных состояний для ядер, рассмотренных в разделе Г, что энергии этих состояний,  $\varepsilon_j$ , заменяются энергиями модифицированных «одночастичных состояний» (с учетом фермиевской энергии) (ср. раздел В):

$$E_j = \sqrt{(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2}. \quad (7)$$

Величина  $\lambda$  очень близка к фермиевской энергии;  $2\Delta$  называется энергетической щелью и приблизительно равняется энергии спаривания, определяемой по формуле (3) (гл. II). Эти модифицированные состояния описывают систему в целом, так что переходы между ними более не соответствуют изменению состояния отдельного нуклона. Возбуждения ядра — в пределах этого контекста — эквивалентны образованию квазичастиц с энергией возбуждения, даваемой равенством (7), точно так же как возбуждение колебаний нормального типа в кристаллах объясняется образованием фононов. Формула (7) оказалась полезной для объяснения того факта, что энергия первого возбужденного внутреннего состояния ( $\cong 2\Delta$ ) четно-четных ядер всегда гораздо больше той, что ожидается для ядер с нечетной массой, а также для понимания величин моментов инерции [13] в формуле (5). Эффект спаривания наиболее существен для низколежащих состояний четных ядер; при больших возбуждениях эффект исчезает ( $\Delta \rightarrow 0$ ), подобно тому как исчезает сверхпроводимость выше критической температуры.

## Ж. ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ И ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ

В разделе Д этой главы уже упоминалось, что повышенная скорость  $E2$ -переходов послужила мощным стимулом к развитию коллективной модели. Это означает, что на количественную оценку скорости перехода, зависящую от изменений спина и четности (это обсуждалось в гл. VIII), влияет исходная модель ядра. Подобное положение имеет место и в молекулярной спектроскопии, где изменение спина на 1 может быть обусловлено как переходом из триплетного в синглетное электронное состояние, так и переходом из одного вращательного состояния в другое. Эти два типа переходов характеризуются весьма различными периодами полураспада (даже после введения поправок на изменение энергии). Общий анализ такой зависимости очень сложен, и поэтому мы проиллюстрируем результаты лишь на частном примере.

Существует возбужденное состояние  $\text{Hf}^{180}$  с отрицательной четностью и спином 9, которое распадается посредством  $E1$ -перехода в другое возбужденное состояние  $\text{Hf}^{180}$ , четность которого положительна, а спин равен 8. Время жизни верхнего возбужденного состояния составляет 5,5 час, т. е. в  $10^{15}$ — $10^{16}$  раз больше, чем это можно было бы ожидать для  $E1$ -перехода исходя из одночастичной модели. Такое огромное запаздывание перехода можно понять, если вспомнить, что 5,5-часовой уровень является нижним состоянием вращательной полосы с  $K = 9$ , а конечный уровень — четвертым возбужденным состоянием вращательной полосы с  $K = 0$ . Квантовое число  $K$ , как упоминалось в разделе Д, служит, по существу, мерой составляющей одночастичных моментов вдоль оси симметрии ядра.

\* Теория таких взаимодействий развита главным образом С. Т. Беляевым.—  
Прим. ред.

Поэтому, хотя характеризующее переход изменение спина равняется всего 1, в действительности речь идет о переходе между двумя одночастичными состояниями, спины которых различаются на 9 единиц. Время жизни в этом случае должно бы быть таким, какое ожидается для перехода  $E9$ , если бы не взаимодействие между индивидуальным и коллективным видами движения.

### 3. СРАВНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ И ВЫВОДЫ

Рассмотренные выше различные модели ядер приводят к спектру состояний ядра, весьма сходному со спектром многоатомной молекулы: существуют внутренние состояния (одночастичные для ядер и электронные для молекул), вращательные и колебательные состояния. Однако следует сразу же подчеркнуть, что это сходство в гораздо большей степени обусловлено свойствами «взаимодействия ученых с проблемой многих тел», чем каким-либо сходством взаимодействий в молекулах и ядрах.

Модель независимых частиц является исходной. Трудность заключена в нуклон-нуклонных взаимодействиях, не включаемых в эффективные потенциалы [см. выражения (3) и (4)], — в так называемых остаточных взаимодействиях. Остаточные взаимодействия делают неточным любое описание ядра посредством фиксированного распределения нуклонов по одночастичным состояниям (конфигурация); скорее всего, ядро следует описывать суперпозицией многих различных конфигураций (смешивание конфигураций).

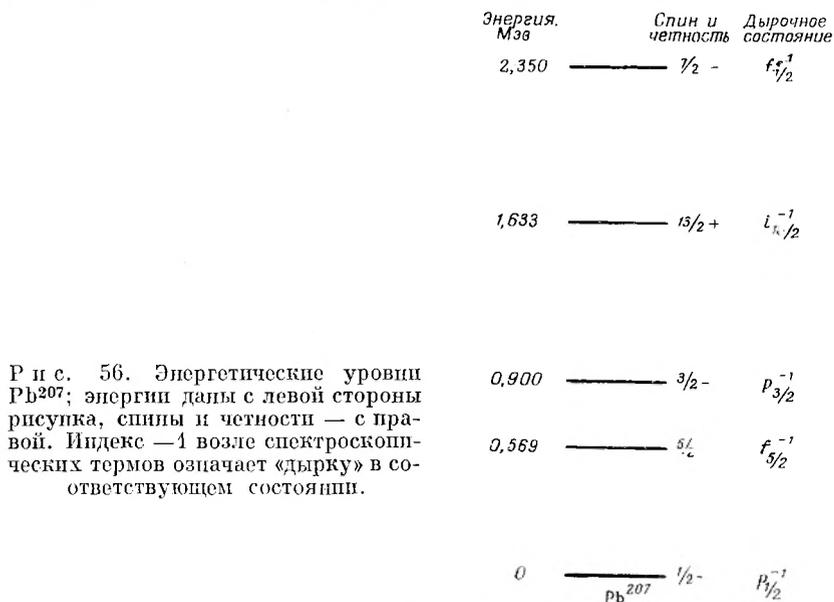
Обсуждавшаяся в разделе Г чистая одночастичная модель использует остаточные взаимодействия для того, чтобы совокупность четного числа идентичных нуклонов с одинаковыми квантовыми числами  $n$ ,  $l$  и  $j$  давала равный нулю суммарный момент количества движения.

Смешивание конфигураций при этом не учитывается. Считается, что такое крайнее допущение достаточно хорошо выполняется в случае заполненных или близких к ним оболочек, а это в свою очередь предполагает, что смешивание конфигураций существенно прежде всего для нуклонов вне замкнутых оболочек и что смешанные конфигурации включают главным образом одночастичные уровни в пределах данной оболочки.

Спаривание нуклонов в рамках чистой одночастичной модели учитывает, грубо говоря, короткодействующие корреляции в движении нуклонов, ожидаемые за счет остаточных взаимодействий; коллективная и обобщенная модели пытаются учесть также и далекодействующие корреляции. Они достигают этого заменой смешивания конфигураций сферической деформацией, представляющей усредненное по времени пространственное распределение, которое ожидается для надлежащей смеси одночастичных конфигураций. Предполагается, что осцилляции деформированного ядра около его равновесной формы достаточно медленны по сравнению с индивидуальным движением частиц, и рассмотрение одночастичных и коллективных состояний поэтому может быть проведено порознь. Такое допущение эквивалентно в общих чертах приближению Борна — Оппенгеймера в теории строения молекул.

Успехи и область применимости этих различных приближений к смешиванию конфигураций легче всего увидеть на следующих частных примерах.

**Внутренние состояния.** Замечательным достижением чистой одночастичной модели является ее способность предсказывать спины и четности основных состояний почти всех ядер с нечетной массой. В тех случаях, когда она терпит неудачу, например в случае  $\text{Na}^{23}$  (см. стр. 287), модель может быть улучшена, если учесть сфероидальные деформации, которые расщепляют одночастичные состояния ядер в области между заполненными оболочками. Одночастичный уровень  $1d_{5/2}$ , например, расщепляется на три двукратно вырожденных состояния со спинами и четностями



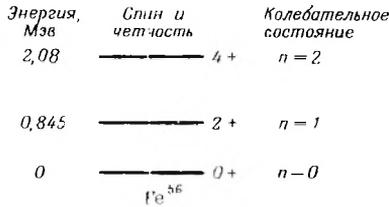
Р и с. 56. Энергетические уровни  $\text{Pb}^{207}$ ; энергии даны с левой стороны рисунка, спины и четности — с правой. Индекс  $-1$  возле спектроскопических термов означает «дырку» в соответствующем состоянии.

$1/2^+$ ,  $3/2^+$ , и  $5/2^+$ . Девятый и десятый протоны в  $\text{Na}^{23}$  дают при спаривании спин 0 в состоянии  $1/2^+$ , и свойства основного уровня определяются одиннадцатым протоном в состоянии  $3/2^+$ . Подобным же образом изомерные состояния ( $7/2^+$ )  $\text{Ag}^{107m}$  и  $\text{Ag}^{109m}$  возникают, очевидно, благодаря расщеплению одночастичного состояния протона  $1g_{9/2}$  за счет сфероидальной деформации; возникшие таким образом состояния  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$  заполняются, и сорок седьмой протон оказывается на уровне  $7/2^+$ .

Чистая одночастичная модель должна быть полезна при описании возбужденных состояний ядер, очень близких к замкнутым оболочкам. С этой точки зрения низколежащие состояния  $\text{Pb}^{207}$  (заполненная оболочка из 82 протонов и единственная дырка в оболочке из 126 нейтронов) являются превосходным примером. На рис. 56 видно, что первые четыре возбужденных состояния  $\text{Pb}^{207}$  соответствуют переходам нейтронной дырки между имеющимися одночастичными состояниями, т. е. разным внутренним состояниям. Можно, кстати, заметить, что относительные стабильности этих состояний указывают на то, что приведенный на рис. 53 порядок уровней в пределах данной оболочки не следует принимать слишком серьезно.

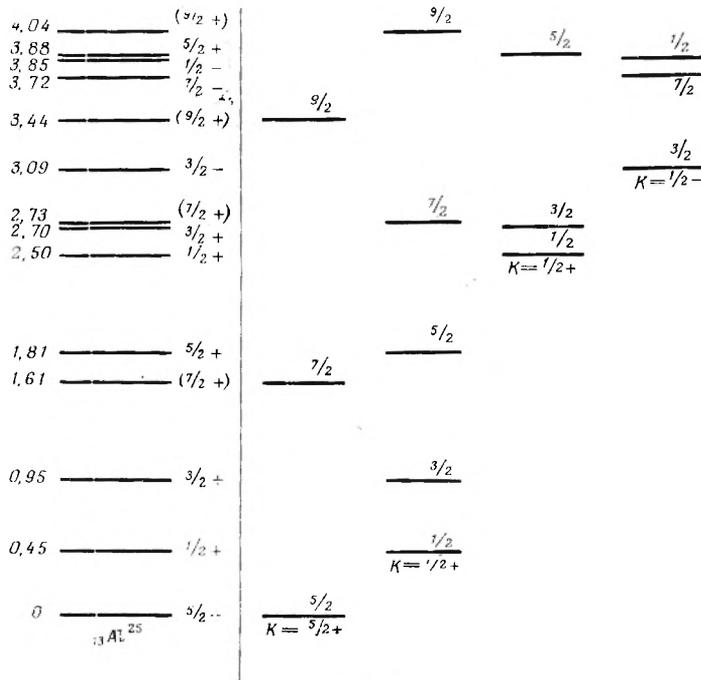
**Колебательные состояния.** С возрастанием числа частиц или дырок сверх заполненных оболочек остаточные взаимодействия делают невозможным описание возбужденных состояний посредством какой-то определенной конфигурации, как это делалось для  $\text{Pb}^{207}$ . Смешивание конфи-

гураций для ядер, не слишком далеких от замкнутых оболочек, описывается колебаниями относительно сферической формы, и низколежащие возбужденные состояния рассматриваются при этом как колебательные.



Р и с. 57. Первые три состояния  $Fe^{56}$ ; энергии приведены слева, спины и четности — справа;  $n$  означает колебательное квантовое число для каждого состояния.

Первые два возбужденных состояния  $Fe^{56}$  (два нейтрона и две протонных дырки вне оболочки из 28 частиц), показанные на рис. 57, характеризуются как первые два возбужденных колебательных состояния или, в терминах одночастичной конфигурации, как различные смеси одночастичных



Р и с. 58. Спектр энергетических уровней  $Al^{25}$ . Слева даны все наблюдавшиеся уровни вплоть до 4 Мэв; приведены также измеренные значения спинов и четностей. Справа эти уровни классифицированы по состояниям вращательной полосы, обусловленной различными внутренними состояниями. (Из работы [14].)

конфигураций, с не различных специфических конфигураций или внутренних состояний. Основным доводом в пользу такого описания является большая вероятность  $E2$ -переходов между этими состояниями — много большая, чем ожидаемая для одночастичных переходов. Было бы желательно проследить колебательные серии состояний вплоть до значительно больших энергий; это, однако, затрудняется примесью других внутренних состояний при высоких энергиях возбуждения.

**Вращательные состояния.** По мере того как еще большее число нуклонов или дырок добавляется к замкнутым оболочкам, вызванное остаточными взаимодействиями смешивание конфигураций приводит к постоянным сфероидальным деформациям ядра, и возбужденные состояния теперь уже лучше рассматривать как вращательные. Такая же метаморфоза имеет место и в молекулярной спектроскопии: поскольку молекула  $\text{CO}_2$  линейна, она имеет четыре колебательные степени свободы и две вращательные, у нелинейной молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  — три колебательные степени свободы и три вращательные. Выпрямление молекулы, таким образом, переводит вращение в колебание. Пример вращательной полосы, базирующейся на основном внутреннем состоянии  $\text{Pu}^{238}$ , был приведен на рис. 54; эти энергетические уровни согласуются с уравнением (6). Другим показательным примером могут служить возбужденные состояния  $\text{Al}^{25}$ . Рис. 58, заимствованный из работы Бора и Моттельсона [14], показывает, что наблюдаемый спектр  $\text{Al}^{25}$  можно интерпретировать как систему вращательных состояний, опирающуюся на первые четыре внутренних состояния. Нужно напомнить, что формула (5) недействительна при  $K = 1/2$ ; в этом случае необходимо пользоваться гораздо более сложным выражением, которое приводит даже к пересечению вращательных состояний.

Приведенные выше характерные примеры внутренних, колебательных и вращательных состояний иллюстрируют полезность соответствующим образом выбранных моделей ядра. Нужно, однако, отметить, что однозначная идентификация природы ядерных состояний является пока еще исключением, а не правилом, ибо для большинства ядер, расположенных ни в непосредственной близости, ни на существенном удалении от заполненных оболочек, смешиваются все три типа состояний.

### УПРАЖНЕНИЯ

1. Вычислить радиусы  $\text{Sc}^{41}$  и  $\text{Ca}^{41}$ , учитывая тот факт, что наблюдаемая максимальная энергия спектра позитронов, возникающих при распаде  $\text{Sc}^{41}$  в основное состояние  $\text{Ca}^{41}$ , равна  $5,6 \text{ Мэв}$ . Оба ядра следует приблизительно рассматривать как однородно заряженные сферы, электростатическая энергия которых равна  $(3/5) [Z(Z-1)e^2]/R$ , где  $Z$  и  $R$  — заряд и радиус сферы соответственно.

Ответ:  $5,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

2. а) Вычислить фермиевские энергии нейтронов и протонов в центре ядра  $\text{U}^{238}$ . Плотность ядерного вещества в центре  $\text{U}^{238}$  положить равной  $2 \cdot 10^{18} \text{ нуклон/см}^3$ .

Ответ:  $36 \text{ Мэв}$  для протонов.

б) Сравнить фермиевские энергии нейтронов и протонов в  $\text{U}^{238}$  с кулоновским отталкиванием, испытываемым сближающимися с  $\text{Pa}^{237}$  протонами. Величину  $r_0$  принять равной  $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ .

3.  $\beta^+$ -Распад и электронный захват в  $\text{Zr}^{89}$  (см. упражнение 14 гл. VIII) приводят к образованию 16-секундного изомера  $\text{Y}^{89m}$ , а не стабильного  $\text{Y}^{89}$  со спином  $I = 1/2$ . Этот изомер дезактивируется путем перехода  $913 \text{ кэв}$ , причем  $a_K \cong 0,01$ , а  $a_K/a_L = 7,0$ .

а) Пользуясь этими данными и соображениями об оболочечной структуре, найти спины и четности  $\text{Y}^{89m}$  и 79-часового  $\text{Zr}^{89}$ . б) Вычислить парциальное время жизни относительно прямого распада  $\text{Zr}^{89}$  в основное состояние  $\text{Y}^{89}$ . в)  $\beta$ -Спектр ( $E_{\text{max}} = 1,463 \text{ Мэв}$ ) 51-дневного  $\text{Sr}^{89}$  не сопровождается  $\gamma$ -излучением и имеет форму, характерную для первого порядка запрещения. Какова величина  $\lg ft$ , а также спины и четность  $\text{Sr}^{89}$ ? г) Вычислить долю распадов  $\text{Sr}^{89}$ , которые могут приводить к  $\text{Y}^{89m}$ .

Ответ: г)  $\sim 10^{-5}$ .

4. Какие спины и четности можно ожидать у основного состояния: а)  $\text{Ar}^{39}$ ; б)  $\text{Pt}^{196}$ ; в)  $\text{Zr}^{89}$ ; г)  $\text{Co}^{55}$ ; д)  $\text{N}^{16}$ ?

Ответ: а)  $7/2^-$ ; б)  $0^+$ ; д)  $2^-$ .

5. Вычислить наименьшее расстояние, в пределах которого нейтрон и протон движутся как связанный дейтрон (средний промежуток между нейтроном и протоном, определяемый как «размер» дейтрона, составляет около половины этого расстояния).  
*Ответ:*  $\approx 4,0 \cdot 10^{-13}$  см.

6. а) Какова наименьшая возможная величина изотопического спина  ${}_{27}\text{Co}^{59}$ ?  
 б) Изотопический спин  $\pi$ -мезона равен 1, а три значения его  $z$ -компонента ( $+1, 0, -1$ ) соответствуют  $\pi^+$ -,  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонам. Какие полные изоспины возможны при взаимодействиях  $\pi$ -мезонов с протонами:  $\pi^+ + p$ ;  $\pi^0 + p$ ;  $\pi^- + p$ ?  
*Ответ:* а)  $3/2$ .

7. Первое возбужденное состояние  $\text{W}^{182}$  есть  $2^+$ ; оно выше основного на  $0,100$  Мэв. а) Вычислить энергии наиболее низлежащих ( $4^+$  и  $6^+$ ) состояний  $\text{W}^{182}$ . (Наблюдаемые значения составляют  $0,329$  и  $0,680$  Мэв.)

б) Время жизни состояния  $2^+$  равно  $1,5 \cdot 10^{-9}$  сек. Сравнить эту величину с вычисленной в табл. 17. Объяснить относительные значения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бете Г., Мэррисон Ф., Элементарная теория ядра, ИЛ, М., 1956.
2. Burcham W. E., Isotopic Spin and Nuclear Reactions, Progress in Nuclear Physics, vol. 3 (O. R. Frisch, Editor), Pergamon, 1955.
3. Yukawa H., On the Interaction of Elementary Particles, I, Proc. Physico-Math. Soc. Japan, **17**, 48 (1935).
4. Gomes L. C., Walecka J. D., Weisskopf V. F., Properties of Nuclear Matter, Ann. Phys., **3**, 241 (1958).
5. Гейперт-Майер М., Пенсеп Й., Элементарная теория ядерных оболочек, ИЛ, М., 1961.
6. Mayer M. G., Nuclear Configurations in the Spin Orbit Coupling Model. I. Empirical Evidence, Phys. Rev., **78**, 16 (1950).
7. Haxel O., Jensen J. H. D., Suess H. E., Modellmässige Deutung der ausgezeichneten Nukleonen-Zahlen im Kernbau, Z. Physik, **128**, 295 (1950).
8. Feenberg E., Nuclear Shell Structure and Isomerism, Phys. Rev., **75**, 320 (1949).
9. Rainwater L. J., Nuclear Energy Level Argument for a Spheroidal Nuclear Model, Phys. Rev., **79**, 432 (1950).
10. Bohr A., Mottelson B. R., Collective and Individual Particle Aspects of Nuclear Structure, Dan. Mat.-Fys. Medd., **27**, № 16 (1953), and Collective Nuclear Motion and the Unified Model, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (K. Sieghahn, Editor), North Holland, Amsterdam, 1955.
11. Nilsson S. G., Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei, Dan. Mat.-Fys. Medd., **29**, № 16 (1955).
12. Mottelson B. R., Nilsson S. G., Classification of Nucleonic States in Deformed Nuclei, Phys. Rev., **99**, 1615 (1955).
13. Nilsson S. G., Prior O., The Effect of Pair Correlation on the Moment of Inertia and the Collective Gyromagnetic Ratio of Deformed Nuclei, Dan. Mat.-Fys. Medd., **32**, № 16 (1961).
14. Bohr A., Mottelson B. R., Collective Motion and Nuclear Spectra, Nuclear Spectroscopy, Part B (Fay Ajzenberg-Selove, Editor), Academic, New York, 1960.
- 15\*. Moszkowski S. A., «Models of Nuclear Structure», Encyclopedia of Physics, Vol. 39 (S. Flügge, Editor), Springer-Verlag, Berlin, 1957.

## Ядерные реакции

В гл. II уже были рассмотрены некоторые вопросы, касающиеся ядерных реакций: энергетический баланс ядерных реакций, а также понятие о их вероятности (соответствующая опытная величина — сечение реакции). В этой главе сначала дается обзор (в разделах от А до В) различных процессов, которые могут происходить при столкновении ядра с другой частицей, а затем (в разделах от Д до З) — краткий очерк теоретических представлений, оказавшихся полезными при интерпретации экспериментов с ядерными реакциями.

Ядерные реакции были осуществлены посредством частиц самой различной природы, падающих на сложные ядра. Природа бомбардирующей частицы сначала ограничивалась необходимостью ее ускорения до энергии, достаточной для преодоления кулоновского отталкивания между реагирующими ядрами. Как будет видно из гл. XI, конструирование ускорителей поднялось ныне до такого уровня, когда в качестве бомбардирующих частиц могут использоваться ядра вплоть до  $\text{Ag}^{40}$ , а энергия достигает 30 *Бэв* (для протонов). В большинстве случаев при исследовании ядерных реакций в качестве бомбардирующих частиц используют нейтроны, протоны, дейтроны и  $\alpha$ -частицы.

Для нейтронов, естественно, проблемы кулоновского отталкивания нет; однако, поскольку нейтроны не существуют в свободном виде среди химических веществ, их приходится получать в ходе других ядерных реакций, прежде чем они смогут быть использованы в качестве бомбардирующих частиц. Это замечание остается справедливым и для фотонов с той лишь разницей, что они обычно генерируются при электромагнитных, а не ядерных взаимодействиях.

### А. ТИПЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Существует три основных типа опытов, проводимых с целью изучения ядерных реакций; их совокупность обеспечивает достаточно полную информацию. Эти три типа опытов включают измерения функции возбуждения, спектров частиц и спектров ядер отдачи. Такого рода эксперименты и получаемая с помощью каждого из них информация вкратце рассматриваются в следующих параграфах.

**Функции возбуждения.** Для определения функции возбуждения измеряется сечение образования определенного продукта ядерной реак-

ции (обычно радиоактивного) как функция энергии бомбардирующей частицы. Кривая зависимости сечения от энергии и называется функцией возбуждения. На рис. 59 дается пример функций возбуждения в области средних энергий.

Из рассмотрения функций возбуждения можно получить некоторую информацию о вероятностях испускания различного рода частиц в ядерных реакциях, поскольку образование данного продукта указывает, что за частица была испущена ядром-мишенью. Рис. 59, например, показывает [1], что при реакциях  $\alpha$ -частиц с  $\text{Fe}^{54}$  испускание одиночного протона примерно втрое более вероятно, чем одиночного нейтрона, а эмиссия пары протон — нейтрон раз в 50 вероятней, чем пары нейтронов. Однако из

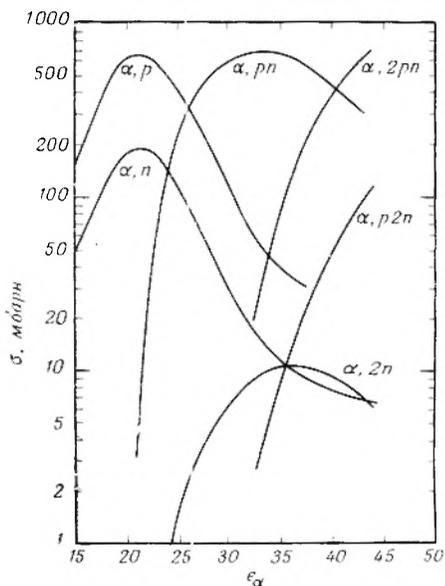
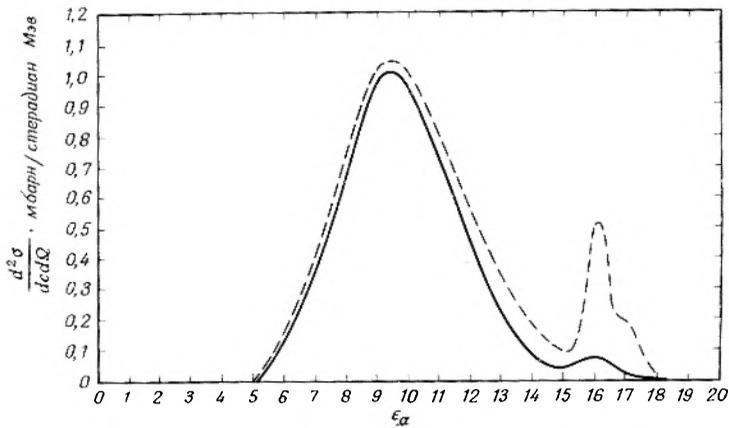


Рис. 59. Функции возбуждения различных ядерных реакций, происходящих при облучении  $\text{Fe}^{54}$   $\alpha$ -частицами. По ординате отложено сечение в единицах  $10^{-27}$  см<sup>2</sup> (миллибарны), а по абсциссе — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы в лабораторной системе координат [1].

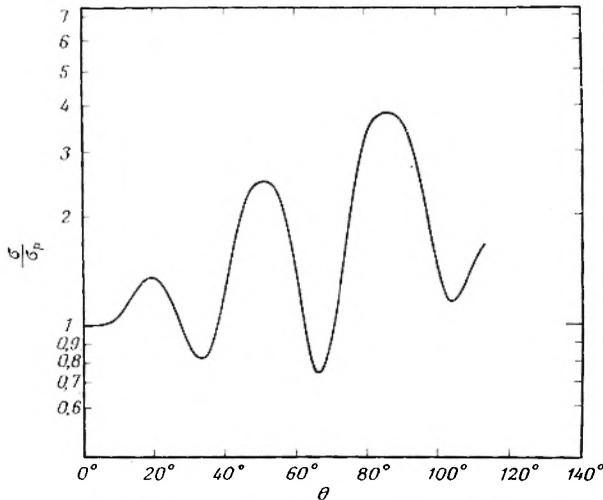
одних лишь этих данных невозможно узнать, была ли испущена пара протон — нейтрон в виде дейтрона или в виде отдельных частиц.

Некоторую информацию о кинетической энергии испущенных частиц можно получить по величине энергии, при которой различные функции возбуждения достигают максимума, а также по наклону соответствующих кривых; однако при этом можно рассчитывать в лучшем случае лишь на грубые оценки. Функции возбуждения не дают также никаких сведений об угловых распределениях испущенных частиц.

**Спектры частиц.** В противоположность опытам по исследованию функций возбуждения при постановке экспериментов второго типа особое внимание уделяется энергиям и угловым распределениям испущенных легких частиц. В своей простейшей форме такая информация может быть экспериментально получена при регистрации испущенных частиц чувствительным к энергии детектором, располагающимся под разными углами  $\theta$  относительно падающего пучка. В результатах обычно сообщается величина  $\partial^2\sigma/\partial\epsilon\partial\Omega$ , являющаяся функцией кинетической энергии  $\epsilon$  частицы и угла  $\theta$ , под которым она испускается. Эта величина представляет собой дифференциальное сечение испускания частицы с кинетической энергией в пределах от  $\epsilon$  до  $\epsilon + d\epsilon$  в элемент телесного угла  $d\Omega$  под углом  $\theta$  к падающему пучку. В лабораторной системе координат телесный угол



Р и с. 60. Спектр  $\alpha$ -частиц, испускаемых в реакции  $\text{Ni}(p, \alpha)\text{Co}$  при бомбардировке протонами с энергией  $17,6 \text{ Мэв}$  никелевой мишени нормального изотопного состава (68%  $\text{Ni}^{58}$  и 26%  $\text{Ni}^{60}$ ). Пунктирная кривая описывает спектр под углом  $30^\circ$  к падающему пучку, сплошная кривая — под углом  $120^\circ$  [2].



Р и с. 61. Угловое распределение протонов с  $E = 22 \text{ Мэв}$ , упруго рассеянных никелем. По ординате отложено отношение наблюдаемой величины сечения ( $\sigma$ ) к сечению ( $\sigma_p$ ), вычисленному в предположении чисто кулоновского взаимодействия (резерфордское рассеяние), а по абсциссе — угол рассеяния в системе центра масс [3].

можно грубо аппроксимировать, поделив площадь детектора, являющуюся нормалью к направлению движения частицы, на квадрат расстояния детектора от мишени. Полное сечение испускания частицы получается интегрированием дифференциального сечения (являющегося, как уже известно, функцией  $\epsilon$  и  $\theta$ ) по всем углам и энергиям:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \epsilon \partial \Omega} \sin \theta \, d\theta \, d\epsilon.$$

На рис. 60 и 61 приведены некоторые примеры энергетических и угловых распределений [2, 3].

Очевидно, что получаемая при измерении спектров частиц информация не вполне достаточна для исчерпывающего теоретического анализа ввиду отсутствия сведений о других частицах, которые могут испускаться в том же акте наряду с регистрируемой частицей. Такого рода трудности стремятся обходить либо проведением опытов при столь низкой энергии, что вероятность испускания более одной частицы ничтожно мала, либо использованием нескольких детекторов и методики совпадений. Метод совпадений в принципе очень эффективен, однако скорость набора информации быстро падает, как только число детекторов превышает два.

**Спектры ядер отдачи** [4]. Определение кинетической энергии и углового распределения продуктов ядерной реакции имеет целью воспользоваться преимуществами одновременного измерения спектра частиц и сечения их образования. Идентификация ядра отдачи позволяет определить число нуклонов, испускаемых при реакции ядром-мишенью; однако остается неизвестным, вылетают ли они поодиночке или в виде кластеров, таких, как дейтроны или  $\alpha$ -частицы.

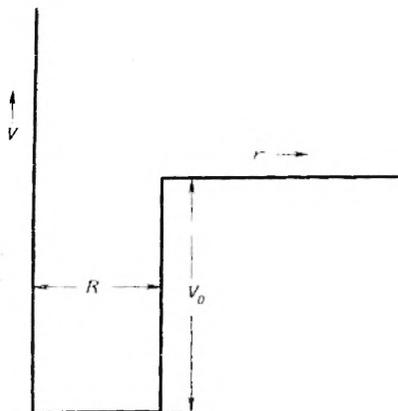
Угол вылета (относительно направления пучка) ядра отдачи и его кинетическая энергия определяют полный импульс всех испущенных частиц, но не дают никаких сведений о распределении этого импульса между ними.

Используемые экспериментальные методики различны по своей сложности. В простейшем опыте помещенные до и после мишени улавливающие фольги позволяют измерить долю некоторого продукта отдачи, выбиваемого из мишени в переднем и заднем направлениях. Такие измерения чувствительны к относительным величинам импульса, уносимого частицами, испущенными вперед и назад. В более тонких экспериментах проводится прямое измерение углового распределения и энергетического спектра ядер отдачи с помощью наборов очень тонких (по сравнению с пробегом продукта отдачи) фольг, размещаемых под различными углами к падающему пучку.

## Б. МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Многообразие происходящих при ядерных реакциях процессов делает затруднительным последовательный обзор этой области исследований. Чтобы облегчить знакомство с приводимым далее обзором, охарактеризуем сначала в общих чертах содержание последующих параграфов этой главы и дадим краткое описание трех модельных представлений, оказавшихся весьма полезными при систематизации большого объема накопленных сведений о ядерных реакциях. К ним относятся оптическая модель, модель составного ядра и механизм прямого взаимодействия.

**Оптическая модель.** Исходные положения этой модели ядерных реакций те же, что и у модели оболочек (см. гл. IX): взаимодействие падающей частицы с нуклонами ядра заменяется ее взаимодействием с потенциальной ямой (рис. 62); классической аналогией этой модели может служить проходящий сквозь прозрачный стеклянный шар пучок света. В рамках этой модели единственным эффектом при ядерном столкновении будет отклонение частицы от своего первоначального направления. Чтобы предусмотреть возможность и более сложных событий, вводится представление о среднем свободном пробеге частицы относительно поглощения при движении в пределах ядра-мишени, аппроксимированного потенциальной



Р и с. 62. Схематическое представление оптического потенциала прямоугольной ямы.

ямой. Продолжая аналогию с оптикой, можно считать, что стеклянный шар становится в какой-то мере поглощающим, а не прозрачным; таким образом, рассматривается «мутный кристаллический шар».

Оптическая модель позволяет вычислять:

1. Сечение отклонения падающих частиц.
2. Угловое распределение отклоненных частиц.
3. Сечение поглощения падающих частиц.

Эта модель, однако, ничего не говорит о том, что происходит после поглощения частицы. Более детальное описание оптической модели дается в разделе *Е*.

**Модель составного ядра (компаунд-ядра).** Эта модель является одной из двух моделей, с помощью которой пытаются предсказать события, происходящие при захвате падающей частицы ядром-мишенью. Модель предполагает, что вносимая падающей частицей энергия случайным образом распределяется между нуклонами образовавшегося составного ядра; при этом ни один из нуклонов не имеет энергии, достаточной для немедленного вылета из ядра, и поэтому время жизни составного ядра оказывается большим ( $10^{-14}$ — $10^{-18}$  сек) по сравнению с временем, за которое нуклон пересекает ядро ( $10^{-20}$ — $10^{-23}$  сек). Это время жизни всегда имеет конечную величину в силу наличия статистических флуктуаций в распределении энергии, которые приводят к концентрации энергии на одном нуклоне (или кластере), после чего его испускание становится возможным. Флуктуации, в результате которых на вылетающей частице концентрируется лишь часть энергии возбуждения, являются наиболее вероятными, и поэтому кинетическая энергия частицы будет меньше максимально возможной, а конечное ядро останется в возбужденном состоянии. Следовательно

но, если начальная энергия возбуждения составного ядра достаточно велика, то может происходить последовательное испускание нескольких частиц (с относительно малой кинетической энергией). Сходство этой модели с испарением молекул из капли нагретой жидкости привело к тому, что эмиссию частиц из возбужденных ядер часто называют «испарением».

В рамках модели составного ядра течение ядерной реакции разделяется на две независимые стадии:

1. Захват падающей частицы со случайным распределением энергии между нуклонами компаунд-ядра.

2. Испарение частиц возбужденным компаунд-ядром.

Детали модели составного ядра даются в разделе Ж.

**Прямое взаимодействие.** Этот механизм — второй из числа тех, где рассматриваются последствия поглощения падающей частицы. От модели компаунд-ядра он отличается тем, что не предполагает случайного распределения энергии падающей частицы между всеми нуклонами ядра-мишени. Напротив, в механизме прямого взаимодействия предполагается, что падающая частица испытывает соударение лишь с одним или самое большее несколькими нуклонами ядра-мишени, вследствие чего некоторые из них могут быть сразу же выбиты из ядра. Падающая частица может также покинуть ядро, оставив в нем в результате этих немногих столкновений часть своей энергии. Реакция, таким образом, не проходит через образование промежуточного возбужденного ядра, и следует ожидать, что кинетические энергии испущенных при этом частиц будут, как правило, выше, чем у частиц испаренных возбужденным компаунд-ядром.

В дополнение к сказанному выше прямые взаимодействия включают и такие события, в которых лишь часть падающей сложной частицы (например, дейтрона) сталкивается с ядром-мишенью. Другая часть, не испытывая соударения с ядром, будет продолжать свое движение, отклонившись от первоначальной траектории. Такого рода реакции особенно важны для дейтронов и известны под названием реакций срыва (стриппинг). Другим часто наблюдаемым прямым взаимодействием является так называемый процесс подхвата (пик-ап), который можно рассматривать как обратный стриппингу; он заключается в образовании сложной частицы (например, дейтрона или  $\text{He}^3$ ) при взаимодействии падающей частицы (например, протона) с нуклоном или их группой в ядре.

Дальнейший анализ прямых взаимодействий проводится в разделе З.

## В. ТИПЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В следующих параграфах будет дан обзор типов ядерных реакций, наблюдавшихся на опыте. Всюду, где это возможно, все многообразие информации будет коррелироваться с моделями ядерных реакций, описанными в разделе Б.

### 1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Простейшим следствием ядерного столкновения при всех энергиях и для всех частиц является упругое рассеяние. Взаимодействие называется упругим, если частицы не изменяют своей природы, а сумма их кинетических энергий (при условии, что не учитывается возбуждение электронных оболочек атомов и молекул и тормозное излучение) остается постоянной.

Упругое рассеяние заряженных частиц с энергиями ниже кулоновского барьера ядра-мишени представляет собой описанное в гл. II резерфордское рассеяние. По мере возрастания энергии бомбардирующей частицы последняя может преодолевать кулоновский барьер, достигая поверхности ядра, и, таким образом, в упругое рассеяние будут давать вклад и ядерные силы. У нейтронов, естественно, упругое рассеяние обусловлено ядерными силами при всех энергиях.

Упругое рассеяние вполне удовлетворительно описывается в рамках оптической модели (см. предыдущий раздел), исключая рассеяние нейтронов очень низких энергий. Компаунд-ядро, образовавшееся при захвате такого нейтрона, может с значительной вероятностью испарить нейтрон со всей его начальной энергией; таким образом, составное ядро также даст вклад в упругое рассеяние низкоэнергетических нейтронов.

Угловое распределение упруго рассеянных частиц (см. рис. 61) можно анализировать в терминах оптической модели и получить информацию о форме потенциала, схематически представленного на рис. 62. Можно сказать, что мы «видим» ядра благодаря рассеянию частиц на них точно так же, как мы «видим» слова в этой книге вследствие рассеяния ими фотонов. В силу того что наши глаза являются столь большими объектами, нам нужны специальные инструменты и теории для наблюдения ядер.

## 2. РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

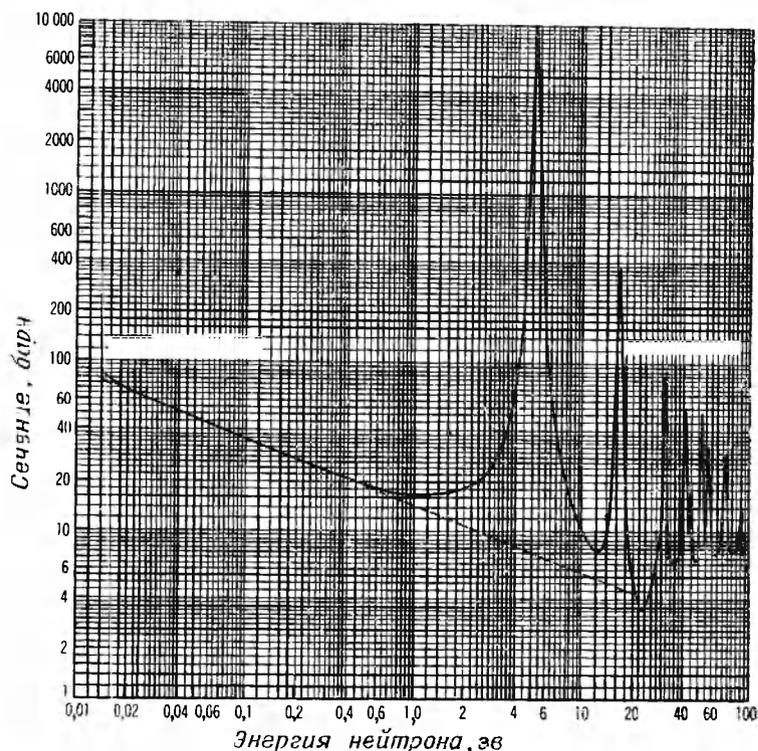
Благодаря отсутствию кулоновского барьера нейтроны даже с очень малыми кинетическими энергиями должны проникать в ядра и вызывать ядерные реакции. Справедливость этого утверждения подтверждается опытным путем; оказалось, что в силу причин, обсуждаемых в разделе Д, медленные нейтроны вызывают ядерные реакции с намного большим сечением, чем любые другие частицы.

Реакции под действием медленных нейтронов идут через образование составного ядра; модель составного ядра с самого начала и была разработана для интерпретации таких реакций. Поскольку энергии возбуждения образовавшегося при захвате медленного нейтрона компаунд-ядра ненамного больше энергии связи захваченного нейтрона, требуется относительно большое время, пока в результате флуктуации на нейтроне сконцентрируется энергия, достаточная для его испускания из ядра. Существует, однако, гораздо большая вероятность излучить энергию возбуждения в виде  $\gamma$ -квантов. Поэтому основным видом взаимодействий с медленными нейтронами являются реакции типа  $(n, \gamma)$ .

Функции возбуждения  $n, \gamma$ -реакций характеризуются (рис. 63) узкими максимумами, называемыми резонансными. Они возникают вследствие того, что при низких энергиях возбуждения квантовые состояния компаунд-ядер отстоят довольно далеко друг от друга, а сечение  $(n, \gamma)$ -реакции может становиться очень большим, когда энергия падающего нейтрона как раз достаточна для образования одного из таких возбужденных состояний. Ситуация подобна той, что наблюдается при поглощении света химическими системами.

В силу зависимости положения и величины резонансных пиков от свойств возбужденных состояний ядер не наблюдается систематических изменений при переходе от одного ядра-мишени к другому. В приложении В дается таблица сечений реакций под действием нейтронов с энергией 0,025 эв.

Хотя для нейтронов низких энергий основными реакциями являются реакции  $(n, \gamma)$ , тем не менее возможны также и реакции  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ , особенно для мишеней с малыми  $Z$ , у которых кулоновский барьер не настолько велик, чтобы воспрепятствовать эмиссии заряженных частиц. Примером такого рода процессов может служить хорошо известная реакция  $N^{14}(n, p)C^{14}$ , важная для получения радиоактивного индикатора  $C^{14}$ .



Р и с. 63. Зависимость нейтронного сечения для серебра от энергии нейтронов в области 0,01—100 эв. Пулктирная прямая изображает закон  $1/v$ . Данные на графике приведены для серебра нормального изотопного состава; однако каждый отдельный резонансный пик может быть приписан тому или иному изотопу серебра. Например, первый резонанс при 5,12 эв принадлежит  $Ag^{109}$ .

Реакция  $(n, \alpha)$  на  $B^{10}$  особенно важна для регистрации тепловых нейтронов благодаря ее большому сечению и той легкости, с которой регистрируются возникающие  $\alpha$ -частицы.

### 3. РЕАКЦИИ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

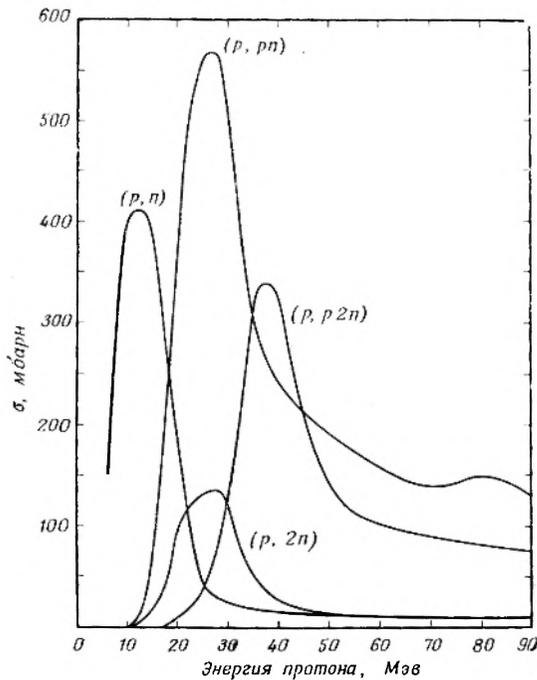
Наличие кулоновского барьера делает невозможным (исключая самые легкие ядра) изучение ядерных реакций под действием заряженных частиц низких энергий. Поэтому рассмотрим такие реакции для области средних энергий — от нескольких  $Mэв$  до  $\sim 50 Mэв$ . Ядерные реакции, вызванные заряженными частицами или нейтронами с такими энергиями, обладают двумя существенными особенностями:

1. Изолированные «резонансы» в этом случае обычно не наблюдаются, поскольку расстояния между ними становятся меньше, чем их ширины.

2. Возросшая энергия бомбардирующей частицы обуславливает возможность большого многообразия реакций.

Приближенный верхний предел этого энергетического интервала установлен в связи с экспериментальным наблюдением новых процессов, которые, по-видимому, становятся существенными при энергиях между 50 и 100 Мэв и которые, к сожалению, еще мало изучены.

**Функции возбуждения.** На рис. 59 приводились характерные для этой области энергии функции возбуждения реакций, вызванных  $\alpha$ -частицами; функции возбуждения для реакций под действием протонов показаны на рис. 64 [5].

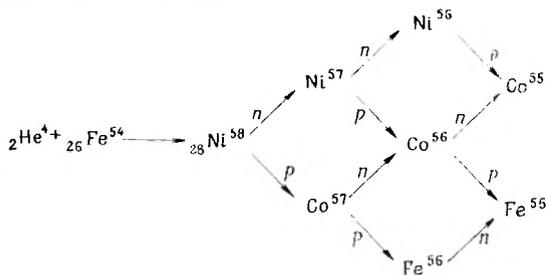


Р и с. 64. Функции возбуждения реакций, вызванных бомбардировкой  $\text{Si}^{63}$  протонами [5].

В противоположность реакциям медленных нейтронов сечения реакций в области средних энергий не обнаруживают резких резонансов. Для заряженных частиц сечение возрастает от нуля (при энергии немного ниже высоты кулоновского барьера) и с ростом энергии асимптотически приближается к  $\pi R^2$ , где  $R$  — расстояние между центрами падающего и покоящегося ядер, при котором они «чувствуют» ядерный потенциал друг друга (радиус взаимодействия). Асимптотическая величина сечения имеет порядок  $10^{-24} \text{ см}^2$  (1 барн). Для нейтронов сечение, наоборот, спадает от очень больших значений (сотни и тысячи барн) в области энергий порядка электронвольт и затем также достигает величины  $\pi R^2$ .

Из рис. 59 и 64 видно, что в области средних энергий возможны многие реакции, конкурирующие между собой. Изучение закономерностей конкуренции приводит к заключению, что основная часть реакций в этой области энергий идет через образование составного ядра. Как видно из

рис. 59, например, функции возбуждения реакций  $(\alpha, n)$  и  $(\alpha, p)$  проходят через максимум при энергии, соответствующей началу подъема функций возбуждения  $(\alpha, 2n)$ - и  $(\alpha, pn)$ -реакций, положение максимумов которых в свою очередь совпадает с началом реакций  $(\alpha, 2pn)$  и  $(\alpha, p2n)$ . Этот факт предсказывается моделью составного ядра, согласно которой каждая испущенная частица уносит лишь некоторую часть имеющейся в ядре энергии возбуждения. Схему протекания наблюдавшихся реакций можно представить следующим образом:



Относительные вероятности различных ветвей зависят от энергии возбуждения компаунд-ядра  $\text{Ni}^{58}$  и могут быть вычислены согласно методу, кратко изложенному в разделе Ж. Подобное рассуждение применимо и к протонным функциям возбуждения, показанным на рис. 64, по крайней мере для энергий до  $\sim 40$  Мэв.

**Типы испускаемых частиц.** Реакции при средних энергиях сопровождаются обычно испусканием  $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ ,  $\text{H}^3$ ,  $\text{He}^3$ ,  $d$  и осколков деления. Относительные вероятности испускания различных комбинаций этих частиц и их полное число зависят, как это и следует ожидать, от природы ядра-мишени, а также от энергии и типа падающей частицы. В реакциях, протекающих через составное ядро, вероятность эмиссии некоторой частицы зависит, в сущности, от суммы ее энергии связи и высоты кулоновского барьера, который она должна преодолеть, чтобы покинуть ядро: чем больше эта сумма, тем меньше вероятность вылета частицы. Это означает, что испускание нейтронов будет, вообще говоря, более предпочтительным. С другой стороны, однако, наличие симметричного члена в полуэмпирической формуле Вейцеккера (см. гл. II) указывает на то, что энергия связи нейтрона возрастает при сдвиге с кривой стабильности в область нейтроно-дефицитных ядер; таким образом, испускание заряженных частиц также может оказаться существенным. Этот эффект особенно значителен для компаунд-ядер с атомными номерами ниже примерно 30, у которых кулоновский барьер еще не слишком высок, а энергия связи нейтрона довольно быстро возрастает с увеличением недостатка нейтронов. Представляется интересным далее отметить на рис. 59 большую вероятность испускания компаунд-ядром  $\text{Ni}^{58}$  протона, а не нейтрона, несмотря на то что энергия связи нейтрона меньше суммы высоты кулоновского барьера и энергии связи протона. Этот факт объясняется особыми свойствами конечных ядер ( $\text{Ni}^{57}$  и  $\text{Co}^{57}$  в этом случае), зависящими от числа протонов и нейтронов в них.

Для того чтобы получить некоторое представление о возможных реакциях, обратимся к бомбардировке протонами различных энергий ядер-мишеней, близких к меди или висмуту.

Преобладающими процессами при бомбардировке меди протонами с энергией 5–15 Мэв являются реакции  $(p, n)$  и  $(p, p')$ . Возможна также

с заметным сечением реакция  $(p, \alpha)$ , особенно для мишеней с меньшими, чем у меди атомными номерами. При возрастании энергии протона до 15—25  $Mэв$  начинают преобладать такие реакции, как  $(p, 2n)$ ,  $(p, pn)$ ,  $(p, 2p)$  и  $(p, \alpha n)$ , за счет подавления реакций, типичных для интервала более низких энергий. В этой области энергий наблюдаются также и реакции  $(p, He^3)$ ,  $(p, H^3)$  и  $(p, d)$ , хотя, как правило, с меньшими сечениями. Часто эти реакции носят скорее характер процессов подхвата, чем механизма составного ядра. При дальнейшем возрастании энергии протона начинают преобладать идущие через составное ядро реакции с испусканием трех или более частиц. К таким процессам относятся, например,  $(p, 3n)$ -,  $(p, p2n)$ -,  $(p, \alpha pn)$ - и  $(p, \alpha 2n)$ -реакции. По-прежнему с меньшими сечениями будут проявляться процессы подхвата. В области 40—50  $Mэв$  будут преобладать реакции с вылетом четырех или более частиц.

Если бомбардирующей частицей вместо протона будет  $\alpha$ -частица, то набор реакций останется в основном таким же; при этом возможно некоторое увеличение выхода  $\alpha$ -частиц благодаря прямым взаимодействиям. Кроме того, будут испускаться  $He^3$  и  $H^3$ , однако при этом вклад прямых взаимодействий обусловлен скорее процессом срыва, а не подхвата.

Набор реакций опять не изменится, если бомбардирующей частицей будет дейтрон, однако в этом случае существенным становится стриппинг дейтрона, обсуждаемый далее в этой главе.

С ростом атомного номера мишени увеличивающийся кулоновский барьер подавляет во все возрастающей степени эмиссию заряженных частиц; это приводит к тому, что для висмута основными процессами становятся реакции  $(p, xn)$ , где  $x$  — число испускаемых нейтронов, возрастающее с энергией протона и достигающее 4 или 5 при  $E_p \sim 50 Mэв$ . Но даже и в этих условиях испускание протонов все еще наблюдается частично благодаря реакциям, идущим через составное ядро, но в основном за счет прямых взаимодействий. Будут также наблюдаться и  $\alpha$ -частицы, хотя и с малым выходом; в тяжелых элементах энергия связи  $\alpha$ -частицы становится отрицательной, что может, таким образом, частично компенсировать возрастание кулоновского барьера. И в этом случае картина взаимодействий остается похожей, если облучение проводится  $\alpha$ -частицами, причем снова возможно некоторое увеличение выхода  $\alpha$ -частиц в результате прямых реакций.

Обнаруживается и эмиссия  $d$ ,  $H^3$  и  $He^3$  (вероятно, благодаря прямым процессам) с сечениями, не сильно отличающимися от тех, что наблюдаются для более легких мишеней.

Надо заметить, что при облучении мишеней с атомными номерами выше примерно 90 наиболее вероятной реакцией становится деление.

**Энергетические спектры.** Показанный на рис. 60 энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, испущенных в реакции  $Ni(p, \alpha)$ , свидетельствует в пользу модели составного ядра: спектр проходит через максимум вблизи энергии, соответствующей высоте кулоновского барьера (около 10  $Mэв$ ); следовательно, большинство  $\alpha$ -частиц испускается с минимально возможной энергией. Следует также отметить близкое сходство спектров  $\alpha$ -частиц, испущенных под углами  $30^\circ$  и  $120^\circ$  к падающему пучку. Этот факт также можно предвидеть, исходя из случайного характера движения нуклонов внутри возбужденного компаунд-ядра. Наряду с этим наблюдается, однако, и одно существенное отличие (см. рис. 60): наличие второго пика в спектре, измеренном под углом  $30^\circ$ . Этот пик соответствует  $\alpha$ -частицам, обладающим максимально возможной энергией и образованию конечного ядра в основном или одном из первых возбужденных состояний. Наличие второго пика

не согласуется с образованием составного ядра, но предполагает существование каких-то прямых взаимодействий.

Дополнительные доводы в пользу наличия прямого взаимодействия могут быть получены при рассмотрении функций возбуждения ( $p$ ,  $pn$ ) и ( $p$ ,  $p2n$ ) на рис. 64. Обе функции обнаруживают характерный максимум, но при  $E_p > 50$  Мэв выходят практически на плато, не спадая заметно при дальнейшем увеличении энергии, несмотря на усиление роли более сложных реакций. Плоская часть функции возбуждения ( $p$ ,  $n$ )-реакции выше 40 Мэв также заставляет предполагать прямое испускание нейтронов относительно высокой энергии, а не их испарение компаунд-ядром.

Суммируя, можно сказать, что функция возбуждения ядерной реакции в области средних энергий с ростом энергии сначала возрастает до максимума, а затем спадает из-за конкуренции других реакций, которые становятся энергетически возможными. Энергетические спектры большинства испущенных частиц проходят через максимум вблизи наименьшей энергии, допускающей вылет частицы из ядра; кроме того, обычно испускается — преимущественно вперед — некоторая часть частиц высоких энергий.

#### 4. РЕАКЦИИ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕЙТРОНАМИ

При изучении ядерных реакций было обнаружено, что процессы ( $d$ ,  $p$ ) происходят при энергиях, гораздо меньших высоты кулоновского барьера ядра-мишени, и с сечениями значительно большими, чем для соответствующей реакции ( $d$ ,  $n$ ), особенно для тяжелых ядер. Оба эти факта совершенно не согласуются с предсказаниями модели составного ядра: при энергии ниже высоты кулоновского барьера реакции, вообще говоря, не должно бы быть, а если компаунд-ядро все же образуется, то нейтроны должны были бы преобладать над протонами, особенно в случае элементов с большими атомными номерами. Эта явная аномалия была объяснена Оппенгеймером и Филлипсом [6] как результат поляризации дейтрона в кулоновском поле ядра. Они предположили, что при сближении с ядром «нейтронный конец» дейтрона поворачивается к ядру, а «протонный конец» отталкивается кулоновскими силами. Из-за относительно большого расстояния между нуклонами в дейтроне (несколько ферми) протон еще не доходит до кулоновского барьера, когда нейтрон достигает поверхности ядра. И поскольку энергия связи дейтрона составляет всего 2,23 Мэв, действие ядерных сил на нейтрон приводит к развалу дейтрона, причем протон остается снаружи потенциального барьера. Описанное только что явление обычно называют процессом Оппенгеймера — Филлипса (О — Ф). Аналогичный механизм, по-видимому, имеет место и в случае реакции ( $He^3$ ,  $p$ ) при малых энергиях. Интересная особенность О — Ф-процесса состоит в таком разбросе энергий возникающих протонов, который включает и значения, превышающие энергию падающего дейтрона, т. е. в ряде случаев возбуждение компаунд-ядра таково, как будто произошел захват нейтрона с отрицательной кинетической энергией.

С ростом энергии дейтрона помимо О — Ф-процесса становятся возможными и другие реакции; однако в силу больших размеров и малой энергии связи дейтрона нельзя указать область энергий, в которой вызванные дейтронами реакции можно было бы в полной мере (или хотя бы в большей части) описать простой картиной составного ядра. При высоких энергиях ( $>100$  Мэв) доминирующим процессом становится стриппинг, когда либо протон, либо нейтрон отрывается при столкновении с ядром, а другой нуклон продолжает двигаться почти в первоначальном направлении,

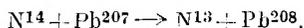
унося соответствующую долю импульса дейтрона [7]. Наблюдается также и обратная реакция — процесс подхвата, когда при скользящем соударении с ядром быстрый протон подхватывает нейтрон, продолжая двигаться вперед уже связанным в дейтрон.

В области средних энергий дейтронов помимо стриппинга идут также и реакции с образованием составного ядра, причем результаты сходны с теми, что наблюдаются при этих энергиях в реакциях, возбуждаемых протонами и  $\alpha$ -частицами, хотя функции возбуждения в случае дейтронов, с одной стороны, и протонов и  $\alpha$ -частиц, с другой, часто довольно сильно различаются из-за наличия стриппинга.

### 5. РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ядерные реакции, вызванные тяжелыми ионами (масса и заряд больше, чем у  $\alpha$ -частицы), обнаруживают особенности, характерные как для механизма составного ядра, так и для процессов срыва и подхвата. Реакции, протекающие через составное ядро, обычно связаны с испарением нескольких частиц, ибо для того, чтобы тяжелый ион мог образовать компаунд-ядро, он должен обладать значительной энергией, необходимой для преодоления кулоновского барьера. Для мишеней с атомными номерами, большими 35—40, основная доля реакций, идущих через составное ядро, приводит к испарению нейтронов; в случае мишеней с более низкими  $Z$  значительную конкуренцию эмиссии нейтронов может составить испускание заряженных частиц. Функции возбуждения таких реакций обнаруживают максимумы, свойственные механизму испарения.

Наблюдаются также реакции, в которых тяжелый ион и ядро-мишень при столкновении лишь едва касаются (по-видимому, скользящие соударения), в результате чего происходит передача одного или более нуклонов ядру либо, наоборот, иону. В соответствии с механизмом такого рода прямых взаимодействий остаточный тяжелый ион продолжает двигаться вперед, как это наблюдалось, например, в реакции



Сечение таких реакций передачи уменьшается с возрастанием числа передаваемых нуклонов. Основная доля ядерных реакций на тяжелых ионах при энергиях ниже кулоновского барьера приходится на реакции передачи.

### 6. ДЕЛЕНИЕ

Возможность расщепления возбужденного ядра на два примерно равных осколка уже рассматривалась в разделе Б гл. VIII для случая спонтанного деления. Деление является также одним из возможных способов дезактивации возбужденного компаунд-ядра и в области больших атомных номеров конкурирует с испарением нуклонов и их небольших сгустков (легких ядер).

**Природа явления.** Процесс деления сопровождается обычно испусканием нейтронов и, гораздо реже,  $\alpha$ -частиц и, возможно, других легких фрагментов. В случае некоторых ядер (а именно  $U^{235}$ ,  $U^{238}$  и  $Th^{232}$ ) деление было осуществлено действием нейтронов, протонов, дейтронов, ионов гелия, гамма- и рентгеновских лучей средних энергий. Было показано также, что более легкие элементы, такие, как висмут, свинец, золото, тантал и некоторые редкие земли, делятся при более высоких энергиях (50—450  $Mэв$ ) бомбардирующих частиц. Наиболее важной из всех этих реакций является деление, вызванное нейтронами. Ядра  $U^{232}$ ,  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ ,

$A_m^{241}$  и  $A_m^{242}$  делятся при действии как тепловых, так и быстрых нейтронов, в то время как деление  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{Pa}^{231}$  и  $\text{U}^{238}$  идет только на быстрых нейтронах.

Аналогия между ядром и жидкой каплей, использованная Бором при формулировке идеи составного ядра, может быть использована и для объяснения процесса деления, по крайней мере его качественных особенностей\*. В разделе Б гл. VIII говорилось, что для ядер существует некоторый критический размер, зависящий от величины  $Z^2/A$ , выше которого силы электростатического отталкивания будут преобладать над связывающими ядро поверхностными силами. Было показано, что критический размер соответствует величине  $Z$ , равной примерно 110—120; поэтому вполне правдоподобно, что для ядра, имеющего  $Z$  несколько меньше критического, небольшого возбуждения будет уже достаточно, чтобы вызвать его развал на два осколка. На основе этой модели Бор и Уилер [8] рассчитали энергетические условия деления различных ядер; развитая ими теория удовлетворительно согласуется с фактами. Они предсказали деление  $\text{Pa}^{231}$  и оценили его пороговую энергию до того, как этот процесс был обнаружен.

Благодаря тому что по сравнению с тяжелыми элементами ядра средней массы обладают большими энергиями связи на нуклон, процесс деления сопровождается весьма значительным выделением энергии около 200 Мэв. Деление потому и является столь важным процессом, что с ним связано высвобождение большого количества энергии, и особенно потому, что в каждом вызванном нейтроном акте деления испускается более одного нейтрона, что делает возможной самоподдерживающуюся цепную реакцию. Число испускаемых в одном акте деления нейтронов  $\nu$  равно 2,5 для  $\text{U}^{235}$  и 2,9 для  $\text{Pu}^{239}$ . Надо заметить, что при взаимодействии медленных нейтронов с тяжелыми элементами имеет место не только деление, но и радиационный захват. Поэтому, чтобы получить в результате поглощения теплового нейтрона число нейтронов  $\eta$ , величина  $\nu$  должна быть умножена на отношение сечения деления к полному сечению поглощения тепловых нейтронов. Результирующее значение  $\eta$  составляет 2,1 нейтрона для  $\text{U}^{235}$ , 1,3 — для природного урана и 2,4 — для  $\text{Pu}^{239}$ .

**Цепочки продуктов деления** [9]. Процесс деления может осуществляться многими различными путями. При делении  $\text{U}^{235}$ , например, известно очень большое число продуктов от  $Z = 30$  (цинк) до  $Z = 65$  (тербий) и от  $A = 72$  до  $A = 161$ . Развал ядра на два равных осколка отнюдь не является самым вероятным способом деления под действием тепловых нейтронов. Напротив, асимметричное деление оказывается гораздо более предпочтительным; максимумы кривой выходов продуктов деления соответствуют  $A=95$  и  $A=138$ . С увеличением энергии бомбардирующей частицы асимметрия уменьшается.

Современный уровень знаний о продуктах деления достигнут в результате огромного числа радиохимических исследований. Понадобилось разработать методы химического разделения, изучить распад и накопление отдельных звеньев цепочек радиоактивных превращений, определить энергии  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений, установить массы многих неизвестных ранее нуклидов, а также измерить выходы продуктов деления. Выходом какого-либо нуклида при делении называется доля (или процент) полного числа делений, прямо или косвенно приводящих к этому нуклиду.

\* Ряд основополагающих работ по каплевой модели ядра принадлежит советскому ученому Я. И. Френкелю— *Прим. ред.*

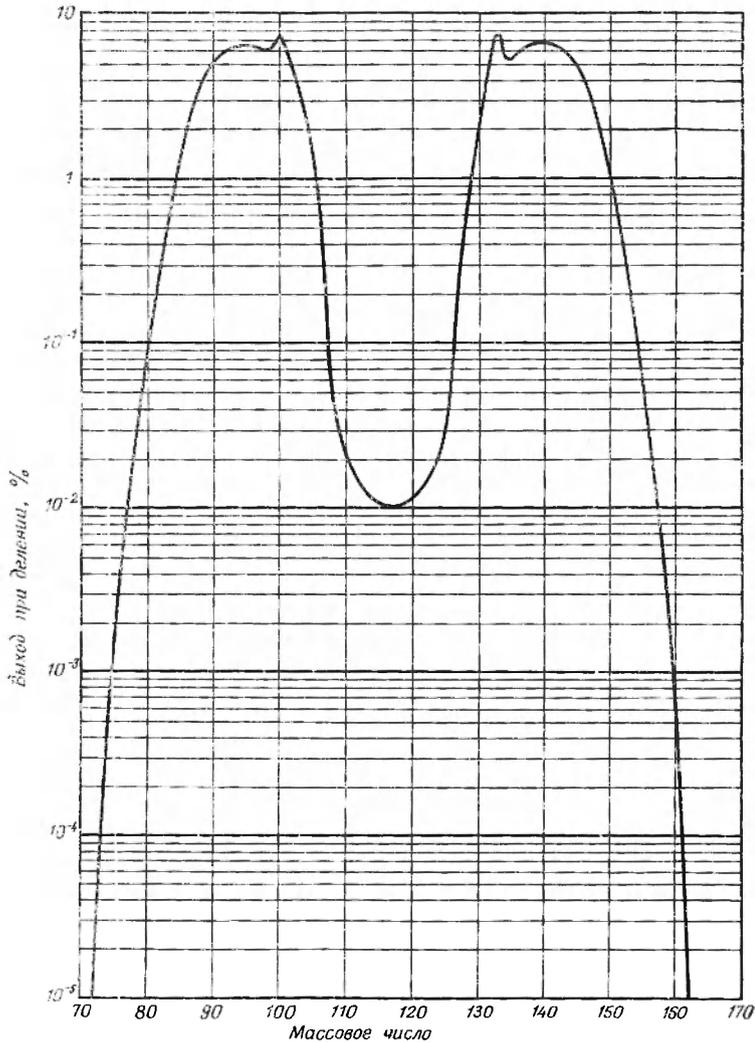
В силу различного соотношения нейтронов и протонов в ядре  $U^{235}$  и в ядрах стабильных элементов в области продуктов деления первичные осколки деления располагаются, вообще говоря, на нейтроно-избыточной стороне кривой стабильности ядер. Каждый такой осколок путем последовательных  $\beta$ -распадов превращается в стабильную изобару. Наблюдаются цепочки из шести  $\beta$ -распадов, и несомненно, что некоторые продукты деления, еще более удаленные от минимума кривой стабильности, остались незамеченными из-за их очень малых времен жизни. Среди продуктов деления под действием тепловых нейтронов не было обнаружено никаких нейтроно-дефицитных нуклидов. Существует небольшое число так называемых экранированных нуклидов, т. е. таких, которые имеют стабильную изобару с  $Z$ , меньшим на единицу, поэтому такой нуклид не образуется в качестве дочернего продукта в цепочке  $\beta$ -распадов и предполагается, что его выход целиком обусловлен непосредственным образованием в акте деления.

**Распределение заряда.** Сведения о распределении выходов изобар в данной цепочке черпаются из сравнительно малочисленных надежных измерений независимых выходов осколков деления (звеньев цепочки) и экранированных нуклидов. Гипотеза, которая, по-видимому, достаточно хорошо учитывает большинство экспериментальных данных, постулирует «равное смещение заряда». Для формулировки этого утверждения воспользуемся величинами  $Z_A$  и  $Z_p$ ;  $Z_A$  — это значение  $Z$ , соответствующее максимальной энергии связи при данном  $A$  (гл. II, раздел Г), а  $Z_p$  — наиболее вероятный заряд первичного осколка деления с массовым числом  $A$ ; тогда можно сказать, что два сопряженных осколка в любом заданном акте деления всегда имеют одинаковые величины  $Z_A - Z_p$ , а распределение (около  $Z_p$ ) вероятностей образования при делении осколков  $Z_i \neq Z_p$  одинаково для всех значений  $A$ . Вспомнив, что в акте деления  $U^{235}$  испускается в среднем 2,5 нейтрона, можно написать, что  $Z_A - Z_p = Z_{233,5-A} - (92 - Z_p)$  или  $Z_p = 46 + 1/2 (Z_A - Z_{233,5-A})$ . Эта формула и соотношение (7) гл. II позволяют вычислить  $Z_p$  для любого  $A$ . Вычисленные значения  $Z_A - Z_p$  изменяются в пределах от  $\sim 3,0$  для самых легких и самых тяжелых продуктов деления до  $\sim 4,0$  для  $A \cong 115$ . Измерения независимых выходов позволили установить распределение вероятностей образования при делении ядер с зарядом  $Z_i$ : до 50% полного выхода цепочки приходится на долю осколков с  $Z_i = Z_p$ , примерно по 25% падает на  $Z_i = Z_p \pm 1$ , около 2% — на  $Z_i = Z_p \pm 2$  и еще существенно меньше — на другие значения  $Z_i$ . Распределение изобарных выходов около  $Z_p$  является, по-видимому, гауссовым; порожденный экспериментом постулат об универсальном распределении  $Z$  при всех значениях  $A$  теоретически пока еще не обоснован.

Более детальный анализ зарядового распределения при делении дается в работе [10].

Измеренный выход некоторого продукта деления представляет сумму его независимого выхода и независимых выходов всех его предшественников. Во всех случаях, когда непосредственно измерялись выходы нескольких изобарных членов цепочки, результаты хорошо согласуются с вышеизложенной гипотезой зарядового смещения. Можно поэтому считать, что измеренный полный выход нуклида, заряд которого на одну или две единицы отличается от  $Z$  конечного стабильного ядра, представляет основную часть полного выхода, соответствующего цепочке с данным массовым числом.

Распределение масс. Если на графике отложить величину полного выхода осколков деления  $U^{235}$  для каждого значения массового числа, получится кривая, показанная на рис. 65. Эта кривая симметрична относительно минимума при  $A = 233,5/2$  и имеет два довольно широких максимума вблизи массовых чисел 95 и 138. Сумма выходов в каждом из двух



Р и с. 65. Кривая зависимости выхода осколков при делении от массового числа (деление урана-235 медленными нейтронами).

пиков составляет  $\sim 100\%$ . В случае деления  $Pu^{239}$  общий характер кривой тот же, что и у  $U^{235}$ , хотя имеются и заметные различия. Выход в минимуме не так мал, как в случае  $U^{235}$ , — он составляет примерно  $0,04\%$  при  $A = 119$ . Пик тяжелых осколков не смещен сколько-нибудь заметно по сравнению с  $U^{235}$ , но пик, соответствующий легким осколкам, имеет максимум вблизи  $A = 99$ .

**Оболочечные эффекты.** Значительное внимание было уделено некоторым деталям кривой распределения осколков по массам. К наиболее интересным результатам такого рода исследований относится обнаружение двух пиков вблизи максимумов кривой распределения (рис. 65). Они изучались методами масс-спектрографии и радиохимии. Появление нерегулярностей можно объяснить на основе оболочечной структуры ядер, причем обусловлены они, по-видимому, тремя различными причинами.

Во-первых, среди продуктов деления существует шесть излучателей запаздывающих нейтронов с временами жизни 55,6, 22,0, 5,6, 2,7, 0,6 и 0,18 сек. На самом деле они являются  $\beta$ -излучателями, которые превращаются в нуклиды, нестабильные относительно мгновенного испускания нейтронов. Первые два были идентифицированы радиохимически как  ${}_{35}\text{Br}^{87}$  и  ${}_{53}\text{I}^{137}$ . Их дочерними продуктами являются  ${}_{36}\text{Kr}^{87}$   ${}_{54}\text{Xe}^{137}$ , имеющие 51 и 83 нейтрона соответственно, т. е. всего на один больше «магического» числа. Благодаря наличию этих излучателей запаздывающих нейтронов выходы осколочных продуктов с массовыми числами 87 и 137, очевидно, должны быть несколько ниже плавной кривой выходов, в то время как выходы масс 86 и 136 соответственно возрастут. Следует ожидать, что подобные эффекты связаны и с другими, еще не идентифицированными нейтронными излучателями. Ясно, однако, что величину наблюдаемых пиков нельзя объяснить только явлением запаздывающих нейтронов.

Второй возможной причиной наблюдаемых нерегулярностей может быть быстрое испарение нейтрона из первичного осколка, содержащего 51 или 83 нейтрона. Анализ такого предположения показывает, что оно достаточно хорошо описывает аномалии в области масс 133—135, однако не может предсказать дополнительный всплеск при  $A = 100$ .

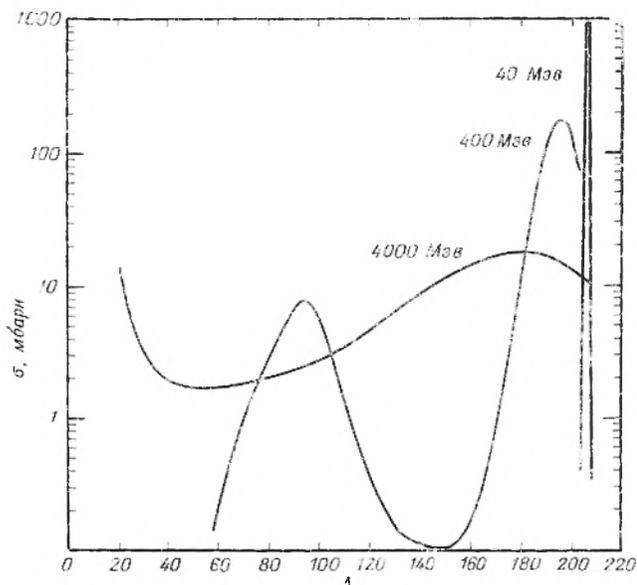
Соответствие масс этих двух маленьких пиков заставляет предполагать их связь с самим актом деления. Предположение о преимущественном образовании в первичном процессе осколков с замкнутыми оболочками ( $N = 82$  и  $N = 50$ ) довольно хорошо согласуется с опытом не только для деления  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами, но также и в случае других реакций деления, в результате которых нерегулярности несколько меняют свое положение.

Был сделан ряд попыток теоретического описания наблюдаемых распределений осколков по массам, равно как и углового распределения и энергетических спектров испущенных частиц. Эти расчеты включают гидродинамический подход, опирающийся на капельную модель, статистический подход, аналогичный теории испарения (см. раздел Ж), и анализ влияния ядерной деформации на одночастичные состояния (раздел Д гл. IX). Однако ни один из теоретических методов, обзор которых вместе с соответствующими экспериментальными данными дается в [11], не привел пока к полному успеху.

## 7. РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ [12]

Изучение ядерных реакций в области средних энергий (функций возбуждения и спектров) показывает, что модель составного ядра не может полностью описать все ядерные реакции под действием протонов с энергиями до 40 Мэв, а в области от 40 до 100 Мэв испытывает явные затруднения. В области высоких энергий (выше 100 Мэв) эта модель уже более не применима, ибо ядерные реакции протекают, по-видимому, почти целиком за счет прямых взаимодействий.

Одна из причин такого утверждения проявляется в резком различии характера реакций, вызванных протонами с энергией 40, 400 и 4000 Мэв (4 Бэв) в висмуте ( $\text{Bi}^{209}$ ), что схематически иллюстрирует рис. 66, на котором сечение образования продукта с данным массовым числом дается в зависимости от массового числа. Как видно из рисунка, при 40 Мэв, когда большинство реакций идет через образование составного ядра с определенной энергией возбуждения, почти все взаимодействия приводят к продуктам с массовыми числами от 206 до 208. При энергии 400 Мэв наблюдается широкое распределение продуктов, которое можно разделить на



Р и с. 66. Сравнение распределений по массам продуктов реакций  $\text{Bi}^{209}$  с протонами, обладающими энергией 40, 400 и 4000 Мэв.

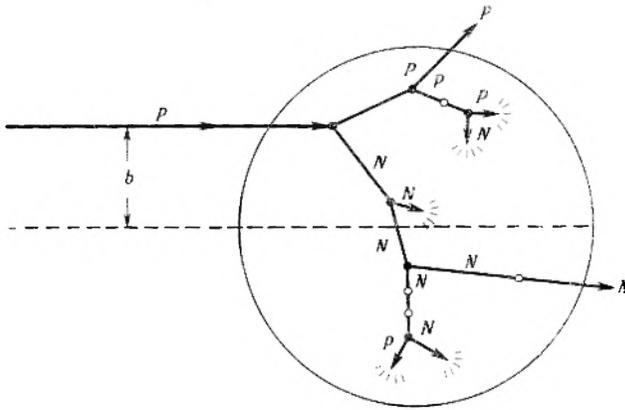
две группы; к одной из них, с массовыми числами вплоть до 150, относятся продукты реакций отщепления, к другой же — нуклиды с массовыми числами от 60 до 140, которые можно рассматривать как продукты деления. При энергии 4 Бэв наблюдается непрерывное распределение нуклидов без заметного разграничения на продукты деления и отщепления. С возрастанием энергии до 30 Бэв дальнейшего значительного изменения кривой массовых чисел не происходит. Из данных рис. 66 следует, что при более высоких энергиях бомбардирующих частиц в спектре продуктов имеется широкий набор масс, соответствующих различным энергиям возбуждения — от нулевой до максимально возможной, но отнюдь не ограниченное число продуктов расщепления, чего можно было бы ожидать при образовании компаунд-ядра с определенной энергией возбуждения. Измерение энергии и углового распределения испущенных частиц указывает на то, что некоторые из них обладают высокой энергией, близкой к энергии падающей частицы, и испускаются преимущественно вперед.

**Внутриядерные каскады.** Объяснение такого рода явлений предложил Сербер [13]. Если энергия падающего протона значительно выше энергии взаимодействия между нуклонами в ядре, а его длина волны меньше среднего расстояния между ними, то этот протон будет одновременно стал-

квиваться только с одним ядерным нуклоном. Сечение каждого такого столкновения и угловое распределение при этом почти таковы, как если бы столкновение происходило в свободном пространстве, а не внутри сложного ядра. Эти допущения представляют собой предельную форму так называемого «импульсного приближения». При таких условиях можно считать, что в ядерном веществе протон имеет средний свободный пробег

$$\Lambda = \frac{1}{\rho\sigma},$$

где  $\rho$  — плотность нуклонов в ядре, а  $\bar{\sigma}$  — эффективное сечение взаимодействия нуклон — нуклон.



Р и с. 67. Схема развития внутриядерного каскада, порожденного протоном (параметр соударения  $b$ ). Черные кружки отмечают местоположения столкновений, светлые кружки — столкновения, запрещенные принципом Паули. Короткие стрелки, оканчивающиеся внутри ядра, обозначают «застывшие» в ядре нуклоны, которые создают вклад в его возбуждение.

Принимая плотность ядерного вещества равной примерно  $10^{28}$  нуклон/см<sup>3</sup> и эффективное сечение взаимодействия для протонов с энергией в несколько сотен Мэв  $\sim 30 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup>, получим для среднего свободного пробега протона в ядерной материи значение  $\sim 3 \cdot 10^{-13}$  см, т. е. расстояние того же порядка величины, что и радиусы ядер. Не удивительно поэтому, что протон высокой энергии испытывает при прохождении через сложное ядро лишь небольшое число соударений, оставляя в ядре только некоторую часть своей энергии и непосредственно выбивая иногда нуклон, с которым он сталкивается. Испытавшие соударение нуклоны в свою очередь часто приобретают значительную энергию, так что их прохождение через ядро можно рассматривать точно так же, как и для падающего протона; таким образом, развивается внутриядерный каскад быстрых нуклонов. При энергиях выше 350 Мэв каскад должен включать также и л-мезоны, которые могут рождаться в нуклон-нуклонных столкновениях.

На рис. 67 схематически представлен такой каскадный процесс: протон падает на сложное ядро с прицельным параметром  $b$ . Каскадный нуклон может либо немедленно покинуть ядро, как это показано на рис. 67 для протона и нейтрона, либо он теряет энергию настолько (или возникает со столь малой энергией), что оказывается захваченным ядром и отдает свою энергию на возбуждение его как целого.

Здесь нужно отметить, что остальные нуклоны ядра все же оказывают некоторое влияние на результат столкновения: они заполняют квантовые состояния, и, следовательно, в силу принципа Паули эти состояния не могут быть конечными для обоих сталкивающихся нуклонов. В результате происходит уменьшение эффективного сечения столкновения прежде всего за счет снижения вероятности передачи очень малой или очень большой энергии. На рис. 67 запрещенные принципом Паули соударения обозначены светлыми кружками. Влияние принципа Паули особенно существенно в случае каскадных нуклонов низких энергий, что отмечалось уже в гл. IX как одна из причин успеха оболочечной модели.

Каскад является по своей сути процессом, развивающимся случайным образом: каждая каскадная частица обладает средним свободным пробегом относительно соударения и каждое столкновение в свою очередь характеризуется распределением вероятности различных возможных конечных состояний. Это распределение определяется характеристиками соударения в свободном пространстве, но модифицировано с учетом принципа Паули. В рамках этой модели распределение свойств испущенных нуклонов и  $\pi$ -мезонов, а также и остаточных ядер можно оценить с помощью так называемого метода Монте-Карло, согласно которому выбор случайных чисел определяет положение и последовательность каждого соударения в каскаде. Как показывает сравнение с экспериментальными данными [14], расчеты подобного рода, выполняемые на скоростных вычислительных машинах, дают хорошие результаты.

Таким образом, на основании вышесказанного можно сделать вывод, что реакции при высоких энергиях протекают в два этапа:

1. Сначала происходит каскад одиночных столкновений, в котором некоторые частицы непосредственно выбиваются из ядра за время порядка  $10^{-22}$  сек, а остаточное ядро остается в возбужденном состоянии. Такие каскады характеризуются вероятностью того, что остаточное ядро будет иметь определенную массу, заряд и энергию возбуждения.

2. Возбужденные продукты каскада могут затем дезактивироваться по меньшей мере двумя путями:

- а) Остаточное возбужденное ядро может испарять нуклоны или нуклонные кластеры подобно испарению частиц компаунд-ядром. Возникающие таким путем ядра называются продуктами отщепления (от глагола *to spall* — отщеплять, откалывать).

- в) Возбужденный продукт каскада может разделиться на две примерно равные части подобно тому, как это происходит в рассмотренном ранее процессе деления ядра. Возникающие при этом нуклиды считаются продуктами деления при высоких энергиях.

**Продукты реакций отщепления.** Реакциям отщепления (скалывания), происходящим в области энергий бомбардирующих частиц вплоть до  $30$  Бэв, было посвящено большое число радиохимических исследований. Обобщая эти работы, можно, по-видимому, сказать, что, по существу, может происходить любая реакция отщепления, если она возможна энергетически. Представляют, конечно, интерес сечения или по крайней мере относительные выходы процессов образования различных продуктов в каждой данной реакции. Вообще говоря, установлено, что образование продуктов, лежащих в непосредственной близости от исходного ядра-мишени — в пределах примерно  $10$ — $20$  массовых чисел в сторону меньших масс, — происходит с наибольшими выходами. Выходы нуклидов с еще меньшими массовыми числами довольно быстро спадают. Таким образом,

передача относительно небольшой энергии возбуждения (слабо зависящей от энергии падающей частицы) представляется наиболее вероятной, что согласуется с предсказаниями расчета каскадного процесса [14].

В случае ядер-мишеней средних массовых чисел продукты реакций отщепления обнаруживают тенденцию группироваться в области стабильности, а для более тяжелых элементов — несколько ближе к нейтронодефицитной стороне кривой стабильности, что как раз и ожидается согласно теории испарения (см. раздел Ж). Рассуждения в этом случае те же, что и для компаунд-ядра при низких возбуждениях. Интересно отметить, что отношение выходов двух изобар в реакции отщепления остается обычно почти одним и тем же вне зависимости от элемента мишени и энергии бомбардирующей частицы.

Функции возбуждения реакций отщепления подразделяются на два основных типа:

1. Если пороговая энергия реакций достаточно мала, так что еще может быть заметным образование составного ядра, то функция возбуждения может проходить через характерный максимум, однако она будет стремиться к выравниванию, а не к непрерывному спаданию с ростом энергии. Примером может служить функция возбуждения реакции  $(p, p2n)$ , представленная на рис. 64.

2. Если же порог реакции лежит выше области энергий, в которой существенно образование компаунд-ядра, то функция возбуждения будет возрасти до величины, редко превышающей 10—20 мбарн; затем она выравнивается или очень медленно спадает с ростом энергии вплоть до области *Бэв*. Энергия, при которой функция возбуждения реакции отщепления выравнивается, растет с увеличением разности масс исходного ядра и ядра-продукта.

**Деление при высоких энергиях.** Характеристики акта деления, вызванного частицами высокой энергии или тепловыми нейтронами, заметно различаются. Знакомая двугорбая кривая выхода продуктов деления (рис. 65) сменяется при высоких энергиях одиночным широким пиком, максимум которого расположен при значении  $A$ , несколько меньшем половины массового числа нуклида-мишени (ср. кривую для 400 Мэв на рис. 66). В отличие от деления при низких энергиях обнаружено большое число нейтронодефицитных нуклидов, особенно среди тяжелых продуктов. Этот факт был истолкован как указание на то, что образовавшееся после каскадной фазы реакции возбужденное ядро сначала испаряет некоторое число нуклонов (главным образом нейтронов), а затем, по достижении достаточно высокой величины  $Z^2/A$ , деление начинает конкурировать с дальнейшим испарением. К тому же существуют доводы в пользу того, что многие первичные продукты деления — как тяжелые, так и легкие (для данной мишени и данной энергии бомбардирующей частицы) — обладают примерно одинаковым отношением чисел нейтронов и протонов. Это говорит о том, что деление происходит слишком быстро, для того чтобы могло произойти перераспределение нейтронов и протонов, и что делящиеся ядра имеют примерно такое же отношение нейтронов и протонов, какое обнаруживается в продуктах деления.

Деление под действием частиц высокой энергии наблюдалось для многих элементов с  $Z$ , большим 70. Для этих элементов область продуктов деления довольно четко отделяется от области продуктов отщепления; нуклиды, массовые числа которых лежат в промежутке, образуются с очень малым сечением (рис. 66) до тех пор, пока энергия не становится выше

нескольких сотен  $Mэв$ . Разделение областей деления и отщепления делается незаметным, когда энергия бомбардирующей частицы достигает нескольких  $Bэв$ .

Сообщалось также о делении (с сечениями порядка микробари) многих более легких элементов, однако в этом случае довольно трудно отличить деление от отщепления. Наиболее убедительные доказательства получены в опытах с фотоэмульсиями, в которых наблюдались треки двух сильно ионизирующих частиц, расходящиеся в противоположных направлениях.

**Другие процессы.** Весьма сомнительно, чтобы все реакции при высоких энергиях могли быть объяснены в рамках двухстадийного процесса: внутриядерного каскада с последующей дезактивацией возбужденных продуктов каскада. Испускание вперед частиц высоких энергий ( $>50 Mэв$ ), таких, как ионы  $He$  и  $Li$ , образование с высоким выходом продуктов с массовыми числами от 15 до 40 при бомбардировке тяжелых мишеней (например, висмута) представляют собой примеры наблюдений, не укладывающихся в эти рамки.

Серьезного внимания заслуживает идея, согласно которой ядра  $He$  и  $Li$  могут непосредственно принимать участие в каскаде, особенно в диффузном крае ядра, где существует вероятность образования кластеров нуклонов. В этом случае обладающие большой энергией  $He$  и  $Li$  можно считать непосредственно выбитыми из ядра после столкновения с одним из каскадных нуклонов.

Изучение функций возбуждения таких продуктов, как  $F^{18}$ ,  $Na^{24}$  и  $P^{32}$ , образующихся при бомбардировке тяжелых мишеней, наглядно показывает, что они возникают преимущественно в тех случаях, когда имеет место большая передача энергии (несколько сотен  $Mэв$ ) ядру-мишени; иногда передаваемая энергия достигает величины полной энергии связи ядра или даже превышает ее. Если даже возбужденное промежуточное ядро и образуется, его время жизни при таких высоких возбуждениях уже не является достаточно большим по сравнению со временем протекания каскада; это обстоятельство сильно затрудняет использование представлений о двух отдельных стадиях взаимодействия. Для понимания таких процессов, известных как процессы фрагментации, были предприняты попытки изучить связь между нарушениями структуры ядра, возникающими в ходе развития каскада, и появлением энергии возбуждения, которой свойственно статистическое распределение; до сих пор не достигнуто заметного прогресса в этом вопросе.

**Реакции под действием  $\pi$ -мезонов.** Образование  $\pi$ -мезонов (пионов) в соударениях протонов высоких энергий со сложными ядрами (около 0,5 пиона на одно столкновение с протоном, обладающим энергией 1  $Bэв$ ) послужило толчком для изучения ядерных реакций, вызванных этими частицами. В случае пионов высоких энергий развивается такой же каскадно-ядерный процесс, как и в случае протонов. Однако во внутриядерном каскаде с участием пионов существует дополнительная важная особенность: возможность исчезновения пиона при столкновении с передачей всей его полной энергии (кинетической плюс энергия покоя) каскадным нуклонам. Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы процесс аннигиляции происходил с участием по меньшей мере двух нуклонов, между которыми распределяется энергия. Таким образом, можно

ожидать, что вызванные пионами ядерные реакции будут аналогичны реакциям под действием протонов высоких энергий, и опыт показывает, что это действительно так.

### 8. ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Функции возбуждения  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций не сильно отличаются от аналогичных характеристик других реакций при низких энергиях: с возрастанием энергии они довольно круто стремятся к максимуму, а затем снова спадают. Однако спад сечений этих реакций не сопровождается соответствующим ростом сечений конкурирующих реакций. Иными словами, само по себе полное сечение поглощения фотонов обнаруживает резонансное поведение. Такой «гигантский резонанс» в сечении поглощения приписывается возбуждению дипольных колебаний всех нейтронов, коллективно движущихся относительно всех протонов в ядре; с учетом этого предположения вполне успешно были объяснены величина сечения резонансного поглощения и его зависимость от энергии и  $A^*$ . Альтернативные механизмы дипольного поглощения были также предложены в работе [15].

Ширина резонансных пиков на половине максимума составляет несколько  $Mэв$ , а соответствующая резонансная энергия медленно уменьшается с ростом  $A$  от  $\sim 24 Mэв$  для  $O^{16}$  до  $\sim 14 Mэв$  для  $Ta^{181}$ . Проинтегрированные по области резонансов сечения изменяются от  $\sim 0,05 Mэв \cdot барн$  для легчайших элементов до  $2-3 Mэв \cdot барн$  для тяжелых элементов. Энергия дипольного резонанса столь мала, что посредством этого механизма могут происходить в основном только простые процессы, такие, как  $(\gamma, n)$ -,  $(\gamma, p)$ - и в некоторой мере  $(\gamma, 2n)$ -реакции и реакции фотоделения. Некоторые реакции наблюдались с малыми сечениями при энергиях ниже дипольного поглощения; они вызваны, вероятно, квадрупольными эффектами. Сечение фотореакций остается малым ( $\cong 10\%$  сечения в максимуме) также и выше резонансной энергии вплоть до порога рождения мезонов фотонами высокой энергии ( $\geq 150 Mэв$ ), когда сечение начинает увеличиваться и начинают реализовываться процессы, подобные обсуждавшимся в разделе В.

### Г. СИСТЕМА ЦЕНТРА МАСС

Прежде чем приступать к более детальному рассмотрению оптической модели, модели составного ядра и прямого взаимодействия, сначала кратко обсудим некоторые свойства системы центра масс (называемой иногда системой центра тяжести), ибо она представляет собой «естественную» координатную систему для анализа хода ядерной реакции.

В разделе Е гл. II было указано, что в силу закона сохранения импульса не вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы идет на осуществление ядерной реакции, протекающей с поглощением энергии; часть кинетической энергии падающей частицы должна перейти в кинетическую энергию продуктов реакции. Другой путь подхода к этой задаче состоит в рассмотрении покоящегося ядра-мишени  $A$  с массой  $M_A$  и налетающей на него частицы  $a$  с массой  $m_a$ , которая движется со скоростью  $v$  относительно начала координат  $O$ , фиксированного в лабораторной систе-

\* Первая теория дипольного происхождения «гигантского резонанса» была предложена А. Б. Мигдалом (ЖЭТФ, 15, 81, 1945). —Прим. ред.

ме. Если рассматривается нерелятивистская задача ( $v/c \ll 1$ ), то кинетическая энергия частицы просто равна  $\frac{1}{2} m_a v^2$ . Если вспомнить, что при взаимодействии частицы «чувствуют» только относительную скорость  $v$ , то возникает кажущаяся неоднозначность. Упомянутое выше взаимодействие будет эквивалентно процессу, при котором покоящееся ядро  $A$  бомбардируется движущимся с той же скоростью  $v$  ядром  $A$ . Неоднозначность, о которой говорилось, заключается в величине энергии, характеризующей столкновение: какова она —  $\frac{1}{2} m_a v^2$  или  $\frac{1}{2} M_A v^2$ ? Как хорошо известно, ни первое, ни второе из этих выражений не является верным. Характеризующая реакцию кинетическая энергия определяется

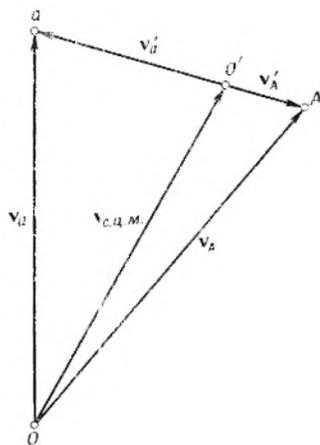


Рис. 68. Связь между скоростями частиц  $a$  и  $A$  в лабораторной системе  $v_a$  и  $v_A$  и в системе центра масс  $v'_a$  и  $v'_A$ . Скорость системы центра масс относительно лабораторной равна  $v_{с.д.м.}$ .

половиной произведения приведенной массы системы на квадрат относительной скорости  $v$  этих двух частиц:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{m_a M_A}{m_a + M_A} v^2. \quad (1)$$

Этот результат соответствует тому, о чем говорилось в гл. II: если  $a$  является бомбардирующей частицей и  $A$  — покоящейся, то идущая на осуществление реакции доля полной кинетической энергии частицы  $a$  равна  $M_A/(m_a + M_A)$ ; наоборот, если  $A$  — бомбардирующая частица и  $a$  — покоящаяся, то соответствующая доля есть  $m_a/(m_a + M_A)$ .

Даваемая формулой (1) величина представляет собой кинетическую энергию в системе координат, начало которой  $O'$  расположено в центре масс сталкивающихся частиц  $a$  и  $A$  и движется со скоростью  $v_{с.д.м.}$  относительно фиксированной лабораторной системы с начальной точкой  $O$ . Связь скоростей частицы в обеих координатных системах иллюстрируется векторным графиком на рис. 68, справедливым в общем случае, когда обе частицы,  $a$  и  $A$ , движутся в лабораторной системе. В системе центра масс скорости этих частиц должны быть направлены строго в противоположные стороны, а отношение величин скоростей обратно пропорционально отношению масс:

$$\frac{v'_a}{v'_A} = \frac{M_A}{m_a}.$$

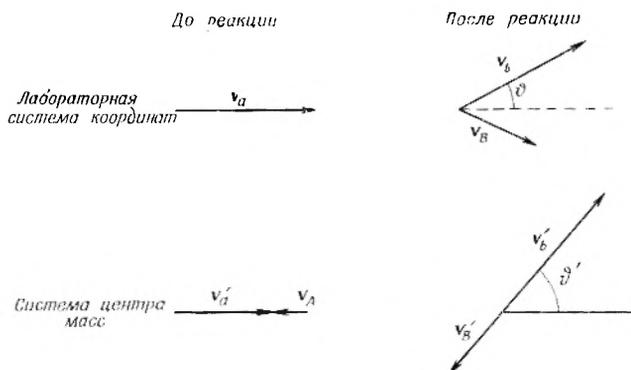
Отсюда следует, что в новой координатной системе импульсы частиц в точности равны по величине, но противоположны по направлению и их

векторная сумма равна нулю. В силу этого свойства системы центра масс определяемая формулой (1) величина является энергией, идущей именно на осуществление ядерной реакции, так как в этой системе продукты реакции могут обладать нулевой кинетической энергией.

Сохранение полного импульса обеспечивается движением центра масс относительно фиксированного начала координат:

$$(m_a + M_A) \mathbf{v}_{\text{ц.м.}} = m_a \mathbf{v}_a + M_A \mathbf{v}_A \quad (2)$$

Таким образом, все сводится к замене системы двух сталкивающихся частиц фиктивной составной частицей с массой  $m_a + M_A$ , движущейся со скоростью  $\mathbf{v}_{\text{ц.м.}}$ , определяемой соотношением (2), и к рассмотрению любого



Р и с. 69. Векторная диаграмма скоростей частиц, участвующих в ядерной реакции, в лабораторной системе координат и в системе центра масс.

взаимодействия между  $a$  и  $A$  в координатной системе, связанной с этой фиктивной частицей. На рис. 69 показаны векторные диаграммы скоростей для ядерной реакции



в лабораторной системе координат и системе центра масс.

Относительный импульс двух частиц, соответствующий определяемой выражением (1) кинетической энергии относительного движения, равен

$$\mathbf{p} = \frac{m_a M_A}{m_a + M_A} \mathbf{v}, \quad (3a)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_a - \mathbf{v}_A = \mathbf{v}'_a - \mathbf{v}'_A. \quad (3b)$$

Относительный импульс двух сталкивающихся частиц  $\mathbf{p}$  удобно использовать при вычислении плотности трансляционных квантовых состояний в реагирующей системе (см. примечание на стр. 245 гл. VIII). Связь величины относительного импульса с импульсами частиц в лабораторной системе можно получить, комбинируя уравнения (3a) и (3b):

$$\mathbf{p} = \left[ \frac{M_A}{m_a + M_A} \mathbf{v}'_a - \frac{m_a}{m_a + M_A} \mathbf{p}_A \right]. \quad (4)$$

Величина относительного импульса в лабораторной системе равна импульсу любой частицы в системе центра масс.

## Д. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ

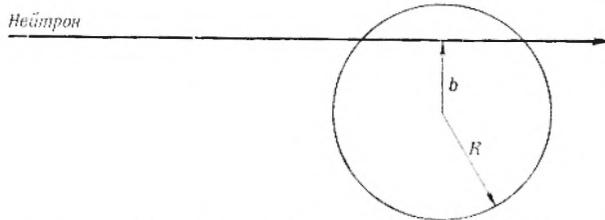
Можно сделать несколько важных утверждений общего характера относительно верхнего предела сечений реакции\* и упругого рассеяния. В сущности, ясно, что такой предел должен быть: естественно ожидать, что взаимодействующее с любым объектом ядро должно иметь эффективное сечение реакции  $\pi R^2$ , где  $R$  — сумма радиусов двух реагирующих частиц. Как далее будет видно, это не вполне точно: волновая природа падающей частицы приводит к верхнему пределу сечения реакции

$$\sigma_r = \pi (R + \lambda)^2. \quad (5)$$

Здесь  $\lambda$  означает поделенную на  $2\pi$  длину дебройлевской волны падающей частицы в системе центра масс [ $\lambda = \hbar/p$ , где  $p$  вычисляется по формуле (4)]. При высоких энергиях равенство (5) дает ожидаемую величину  $\pi R^2$ , однако даже и в этом случае волновой характер падающей частицы налагает не очевидное требование, в соответствии с которым сечение упругого рассеяния (называемое часто дифракционным или теневым) также должно иметь величину  $\pi R^2$ , т. е. полное сечение равно  $2\pi R^2$ .

Эти предельные значения сечения непосредственно получаются при квантовомеханическом анализе процесса рассеяния (см. гл. VIII), краткое рассмотрение которого дается ниже, но существо задачи — по крайней мере в части, касающейся сечения реакции, — можно легко понять и при полуклассическом подходе. Поскольку сейчас представляет интерес верхний предел сечения реакции, рассмотрим сначала задачу для нейтронов, которые не испытывают кулоновского отталкивания.

**Максимальное сечение реакции под действием нейтронов.** Столкновение нейтрона с ядром-мишенью можно охарактеризовать при классическом подходе минимальным расстоянием, до которого сблизились бы две



Р и с. 70. Схематическое изображение соударения (параметр столкновения  $b$ ) нейтрона с ядром-мишенью (радиус взаимодействия  $R$ ).

частицы, если бы между ними не было взаимодействия. На рис. 70 показан этот параметр « $b$ », называемый обычно параметром столкновения. Если обозначить величину *относительного* импульса этих двух частиц через  $p$ , то нормальный к нему момент количества движения системы будет равен

$$L = pb. \quad (6a)$$

Воспользовавшись соотношением де Бройля между относительным импульсом и длиной волны в системе центра масс  $\lambda = \hbar/p$ , формулу (6a)

\* Начиная с этого места будем считать сечение любого процесса, отличного от упругого рассеяния, сечением реакции. Упругое рассеяние через составное ядро, которое пренебрежимо мало для всех частиц, кроме тепловых нейтронов, включено в сечение реакции, хотя экспериментально его нельзя отделить от других упругих процессов.

можно переписать в виде

$$L = \frac{hb}{\lambda}. \quad (66)$$

Так как  $b$  может принимать любое значение от 0 до  $R$ , относительный момент количества движения должен был бы непрерывно изменяться

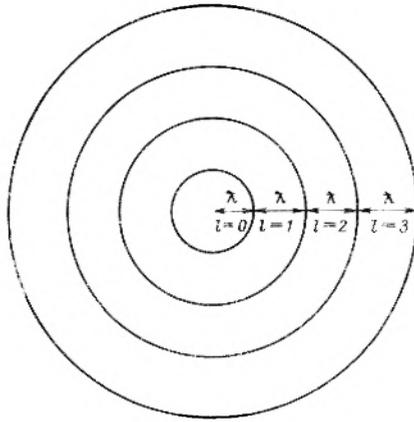


Рис. 71. Схематический график для вычисления максимального сечения столкновения. Падающий пучок перпендикулярен к плоскости рисунка. Частицы с определенным  $l$  испытывают соударения в пределах соответствующего кольца.

в пределах от 0 до  $hR/\lambda$ . Известно, однако, что это не так: квантовая механика требует, чтобы компонента момента количества движения в некотором направлении была бы целым кратным  $\hbar$ :

$$L = l\hbar, \quad \text{где } l = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Комбинация уравнений (66) и (7) дает

$$b = l\lambda. \quad (8)$$

Равенство (8) не следует понимать так, как будто для  $b$  возможны лишь какие-то определенные значения: подобное ограничение привело бы к нарушению принципа неопределенности. Оно скорее означает, что некоторая область значений  $b$  соответствует одной и той же величине момента, в частности

$$l\lambda < b < (l+1)\lambda \quad (9)$$

относится к моменту количества движения  $l\hbar$ . Такая интерпретация схематически иллюстрируется рис. 71, из которого видно, что площадь сечения, соответствующего столкновению с моментом  $l\hbar$ , равна

$$\sigma_l = \pi\lambda^2 [(l+1)^2 - l^2] = \pi\lambda^2 (2l+1). \quad (10)$$

Если предположить, что каждая вступающая в контакт с ядром частица вызывает реакцию, то формула (10) дает парциальное сечение какой-либо ядерной реакции, характеризующейся моментом количества движения  $l\hbar$ ; полное сечение реакции может быть получено суммированием выражения (10) по всем значениям  $l$  от 0 до максимального  $l_m$ :

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \sum_0^{l_m} (2l+1). \quad (11a)$$

Сумма в уравнении (11а) легко вычисляется, если вспомнить, что сумма первых  $N$  целых чисел равна  $[N(N+1)]/2$ . Выражение для сечения тогда принимает вид

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 (l_m + 1)^2. \quad (11б)$$

Максимальное значение  $l$  находится с помощью равенства (8), причем наибольшая величина параметра столкновения ограничивается радиусом взаимодействия  $R$ :

$$l_m = \frac{R}{\lambda}. \quad (12)$$

Подстановка соотношения (12) в формулу (11б) приводит к упоминавшемуся уже выражению (5) для максимально возможного сечения реакции:

$$\sigma_r = \pi (R + \lambda)^2. \quad (5)$$

Этот результат означает возможность таких величин сечений ядерных реакций, которые на несколько порядков больше геометрического сечения ядра; такая возможность реализуется в реакциях под действием медленных нейтронов (см. раздел В и рис. 63).

Может показаться, что вывод формулы (5) есть результат ловкости рук: площадь диска оказывается явно больше суммы площадей составляющих его концентрических колец (см. рис. 71). Такой результат является прямым следствием выражения (12), определяющего максимальную величину момента количества движения; строго классическая трактовка траектории нейтрона приводит к равенству  $l_m = (R/\lambda) - 1$ , и верхний предел сечения в этом случае должен быть  $\pi R^2$ , т. е. все квантовые эффекты исчезают. Но этот подход приводит к абсурдным выводам для  $R/\lambda < 1$ . Противоречия такого рода — обычные злополучные спутники классического рассмотрения квантовомеханических объектов. Последовательное квантовомеханическое рассмотрение задачи [16, 19] вместо равенства (11а) приводит к

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l, \quad (13)$$

где  $T_l$  определен как коэффициент прохождения для реакции под действием нейтрона, имеющего момент количества движения  $l$ , и может принимать значения от 0 до 1. Полуклассический подход приписывает единицу коэффициентам  $T_l$  для всех значений  $l$ , от нуля до  $l_m$ ; для всех больших значений  $l$  коэффициенты прохождения равны нулю. Отложим на некоторое время дальнейшее обсуждение коэффициентов прохождения и отметим здесь, что полуклассический результат вполне справедлив и при  $R/\lambda < 1$ , когда единственный вклад в сумму создается членом  $l = 0$ , а сечение реакции имеет своим верхним пределом  $\pi \lambda^2$ .

**Сечения реакций под действием заряженных частиц.** Влияние кулоновского отталкивания на сечение реакции легко вычисляется в рамках полуклассического анализа. Кулоновское отталкивание уменьшает относительную кинетическую энергию системы от  $\epsilon$ , когда частицы очень далеки друг от друга, до  $\epsilon - B$ , когда они соприкасаются;  $B$  — высота кулоновского барьера:

$$B = \frac{z_a z_A e^2}{R}, \quad (14)$$

где  $z_a$  и  $z_A$  — атомные номера падающей частицы и ядра-мишени соответственно. Отклонение частицы вследствие кулоновского отталкивания

приводит к тому, что для осуществления реакции параметр столкновения должен быть меньше  $R$ , как это показано на рис. 72. Из этого рисунка видно, что при максимальном параметре столкновения  $b_m$  траектория частицы является касательной к ядерной поверхности; относительный импульс в точке соприкосновения определяется выражением

$$p = (2\mu)^{1/2} (\epsilon - B)^{1/2} = (2\mu\epsilon)^{1/2} \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right)^{1/2}, \quad (15)$$

в котором  $\mu$  — приведенная масса системы. Максимальное значение момента количества движения получается при перемножении радиуса взаимодействия и относительного импульса:

$$L_m = R(2\mu\epsilon)^{1/2} \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right)^{1/2}. \quad (16)$$

Замечая, что  $(2\mu\epsilon)^{1/2}$  представляет собой относительный импульс двух частиц, удаленных друг от друга, получаем из соотношений (16) и (6а) выражение для максимального параметра столкновения:

$$b_m = R \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right)^{1/2}. \quad (17)$$

Равенство (17) имеет смысл только в случае  $\epsilon \geq B$ ; при меньших значениях  $\epsilon$  кулоновский потенциал — при классическом рассмотрении — препятствует осуществлению ядерных реакций. Кулоновский барьер, таким

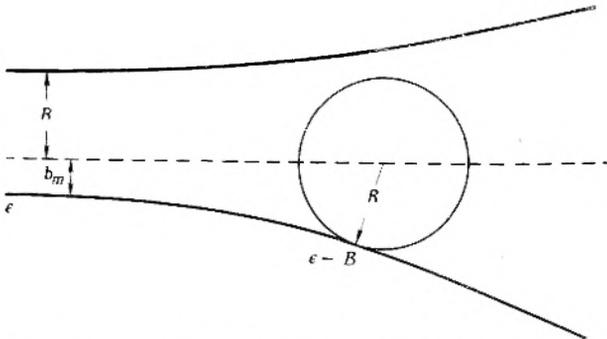


Рис. 72. Классические траектории заряженных частиц при параметрах столкновения  $R$  и  $b_m$ .

образом, снижает параметр  $l_m$ , определяемый соотношением (12), в  $(1 - \frac{B}{\epsilon})^{1/2}$  раз. Верхний предел для захвата заряженных частиц выражается площадью диска радиусом  $b_m$ :

$$\sigma_r = \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right). \quad (18)$$

Следует заметить, что методы вычисления верхнего предела сечения реакций для заряженных частиц и для нейтронов различны, так как во втором случае найденное значение  $l_m$  подставляется непосредственно в равенство (11б). Такая операция непригодна в случае заряженных частиц, поскольку кулоновский барьер оказывает существенное влияние на коэффициенты прохождения (13). В частности, из формул (16) и (12) следует, что для заряженных частиц  $l_m \rightarrow 0$  при  $\epsilon \rightarrow B$ , тогда как для нейтронов  $l_m \rightarrow 0$  при  $\epsilon \rightarrow 0$ . Наличие кулоновского барьера приводит к тому, что при

этих условиях коэффициенты прохождения для заряженных частиц стремятся к нулю, в то время как для нейтронов они остаются конечными. В результате получается, что исчезающе малое сечение для заряженных частиц с энергиями, близкими к высоте барьера, приходится сопоставлять с верхним пределом  $\pi\lambda^2$  для нейтронов очень низкой энергии. Поскольку кулоновский барьер является весьма существенным фактором, определяющим сечения реакций под действием заряженных частиц, то выражение (18) дает лишь оценку сечения, а не его точный верхний предел.

Несмотря на свой приближенный характер, выражение (18) оказалось полезным для оценки сечений реакций, вызываемых заряженными частицами, особенно в тех случаях, когда кулоновский барьер заменяется «эффективным» кулоновским барьером [20], допускающим туннельный переход через диффузную поверхность ядра. При вычислении сечения реакции согласно формуле (13) эффект кулоновского взаимодействия проявляется в значениях коэффициентов прохождения  $T_l$  [21, 22].

**Квантовомеханический анализ сечения.** Общее рассмотрение рассеяния частиц и реакций между ними можно найти во многих руководствах по квантовой механике; специальный анализ ядерного рассеяния и ядерных реакций содержится, например, в работах [16] и [19]. Схематическое изложение квантовомеханического анализа, которое приводится ниже, имеет целью обосновать только что описанный полуклассический анализ, а также является базой для обсуждения в следующем разделе некоторых модельных представлений.

Волновая функция, описывающая невозмущенный пучок частиц с импульсом  $p = \hbar k$ , движущихся в направлении  $z$ , имеет вид:

$$\Psi_{\text{невозм}} = \exp[ikz].$$

Задача квантовомеханического анализа процессов рассеяния и поглощения состоит в изучении изменений волновой функции, когда в начало координат помещается поглощающая или рассеивающая частица, и нахождения возмущенной волновой функции  $\Psi_{\text{возм}}$ . При этом предполагается наличие соответствующего экспериментального исследования рассеяния и различных реакций. Для изучения рассеяния детектор располагается на расстоянии  $r$  от рассеивающего центра и под углом  $\theta$  к падающему пучку; измеряется поток частиц в присутствии рассеивателя и без него. При этом считается, что волновая функция рассеянного пучка определяется разностью  $\Psi_{\text{невозм}}$  и  $\Psi_{\text{возм}}$ :

$$\Psi_{\text{расс}} = \Psi_{\text{невозм}} - \Psi_{\text{возм}};$$

волновые функции зависят от  $r$  и  $\theta$ , но не  $z$ .

При изучении реакций соответствующие измерения состоят в определении скорости поглощения частиц с импульсом  $\hbar k$  (в системе центра масс). Самый прямой способ выполнения таких измерений заключался бы в окружении рассеивающего и поглощающего центра сферической оболочкой радиуса  $r$  и определении суммарного потока частиц с импульсом  $\hbar k$  через эту оболочку. При наличии одного лишь рассеяния (поглощение отсутствует) суммарный поток должен был бы равняться нулю, ибо число входящих частиц равнялось бы числу выходящих; при наличии реакций входящих частиц было бы больше, чем выходящих. Это означает, что сечение реакции определяется суммарным потоком частиц, соответствующим возмущенной волновой функции  $\Psi_{\text{возм}}$ . Операция вычислений, таким образом, состоит в том, чтобы, во-первых, выразить  $\Psi_{\text{невозм}}$  через переменные

$r$  и  $\theta$ , а затем найти формы  $\Psi_{\text{возм}}$ , соответствующие наличию рассеивающего и поглощающего центра.

В математическом отношении задача представления  $\exp(ikz)$  в виде произведения функции от  $r$  на функцию от  $\theta$  (где  $z = r \cos \theta$ ) не является новой. Решение (см., например, приложение А к [16]) содержит функции Бесселя  $j_l(kr)$  и сферические гармоники  $Y_{l,m}(\theta)$ :

$$\exp(ikz) = \exp(ikr \cos \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} j_l(kr) Y_{l,0}(\theta). \quad (19)$$

Переменная  $\phi$ , которая обычно входит в общее решение этой задачи, в выражении (19) отсутствует в силу предположения цилиндрической симметрии падающего пучка (так же как и рассеянного) относительно оси  $z$ ; это условие приводит к тому, что второй индекс у сферических гармоник обращается в нуль, означая равенство нулю  $z$ -компоненты момента количества движения падающих частиц. Физически каждый член суммы (19) соответствует частицам с моментом  $lh$  и, таким образом, заменяет интервал параметров столкновения, определяемый условием (9) при полуклассическом рассмотрении.

Измерения сечений рассеяния или реакций осуществляются на расстояниях от мишени, огромных по сравнению с длиной волны падающих частиц ( $\cong 10^{-13}$  см). Импульс частицы есть  $kh$ , а  $p = h/\lambda$ , поэтому  $kr = -r/\lambda$  и, следовательно, реально представляют интерес функции  $j_l(kr)$  при очень больших значениях  $kr$ . Выражение для бесселевой функции при  $kr \gg l$  принимает вид:

$$j_l(kr) = \frac{\sin\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right)}{kr} = \quad (20a)$$

$$= \frac{i \left\{ \exp\left[-i\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right)\right] - \exp\left[+i\left(kr - \frac{1}{2}l\pi\right)\right] \right\}}{2kr}. \quad (20b)$$

Подстановка соотношения (20б) в равенство (19) дает искомую форму для  $\Psi_{\text{невозм}}$ , выраженной через  $r$  и  $\theta$ :

$$\Psi_{\text{невозм}} = \frac{\pi^{1/2}}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2l+1} i^{l+1} \left\{ \exp\left[-i\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)\right] - \exp\left[+i\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)\right] \right\} Y_{l,0}(\theta). \quad (21)$$

Первый экспоненциальный член изображает частицы с импульсом  $kh$  и моментом  $lh$ , сходящиеся в начало координат; вторая экспонента описывает частицы с теми же характеристиками, но выходящие из начала координат. Тот факт, что оба члена имеют одинаковые по абсолютной величине коэффициенты (амплитуды) и показатели степени (фазы), означает, что при прохождении через начало координат с частицами ничего не происходит и мы действительно имеем невозмущенную функцию.

Следующая задача состоит в отыскании вида волновой функции, когда в начало координат помещается рассеивающий и поглощающий центр (ядро-мишень). Попытаемся найти решение, исходя из выражения (21) и задавшись вопросом, как могут сказаться эффекты рассеяния и поглощения на двух экспонентах. Очевидно, в первой экспоненте изменений вообще не будет, ибо она представляет собой сходящиеся в начало координат

нат частицы, которым еще «не известно», имеется ли там что-либо, с чем предстоит взаимодействовать; весь эффект должен проявиться во втором члене, описывающем частицы, выходящие из начала координат. Этот эффект должен складываться из двух частей, одна из которых представляет упругое рассеяние частиц, а другая — их поглощение. При упругом рассеянии относительный импульс  $kh$  не должен изменяться и частица не исчезает; поэтому абсолютная величина коэффициента (амплитуды) при второй экспоненте (который, вообще говоря, может быть комплексным числом) должна равняться единице. Следовательно, при наличии одного только рассеяния коэффициент при втором члене (в фигурных скобках) имеет вид  $\exp(i\chi)$ . С другой стороны, поглощение означает, что выходящих частиц меньше, чем входящих, и коэффициент при втором члене, описывающем расходящуюся волну, должен уменьшиться до величины  $A_l$ , меньшей единицы. Таким образом, совместный эффект упругого рассеяния и поглощения сводится к умножению второй экспоненты на фактор  $A_l \exp(i\chi)$ , который назовем амплитудой  $\eta_l$  (комплексное число). Отсюда следует, что волновая функция возмущенной волны имеет вид:

$$\Psi_{\text{возм}} = \frac{\pi^{1/2}}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2l+1} l^{l+1} \left\{ \exp \left[ -i \left( kr - l \frac{\pi}{2} \right) \right] - \eta_l \exp \left[ i \left( kr - l \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\} Y_{l,0}. \quad (22)$$

Как упоминалось выше, рассеянная волна есть  $\Psi_{\text{возм}} - \Psi_{\text{невозм}}$ . Число упруго рассеянных частиц на одну падающую частицу и, следовательно, сечение упругого рассеяния для данного  $l$  могут быть вычислены по потоку частиц в рассеянной волне. Было показано, что результат выражается формулой

$$\sigma_{\text{расс}, l} = \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2. \quad (23)$$

Множитель  $|1 - \eta_l|^2$  представляет собой квадрат модуля комплексного числа  $(1 - \eta_l)$  и равен  $(1 - \eta_l)(1 - \eta_l)^*$ , где  $(1 - \eta_l)^*$  — число, комплексно сопряженное.

Аналогично сечение реакции вычисляется на основе суммарного потока частиц, соответствующих возмущенной волне  $\Psi_{\text{возм}}$ :

$$\sigma_{r, l} = \pi \lambda^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2) = \pi \lambda^2 (2l+1) (1 - A_l^2). \quad (24)$$

Сравнение выражений (13) и (24) показывает взаимосвязь коэффициента прохождения и амплитуды рассеянной волны. Полное сечение для данного  $l$  определяется суммой (23) и (24):

$$\sigma_{l, l} = 2\pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \text{Re}(\eta_l)|, \quad (25)$$

где  $\text{Re}(\eta_l)$  означает действительную часть комплексного числа  $\eta_l$ . Как видно, в величине  $\eta_l$  содержится исчерпывающая информация о полном сечении и сечении упругого рассеяния. Вычисление  $\eta_l$  обычно выполняется с привлечением оптической модели.

Следует отметить два важных следствия приведенных выражений для сечения реакции:

1. Максимальная величина сечения реакции для данного  $l$  равна  $\pi \lambda^2 (2l+1)$  — в согласии с полуклассическим результатом (10); это справедливо при  $\eta_l = 0$ . Последнее означает, согласно равенству (23), что с таким же сечением должно происходить и рассеяние. Действительно,

ядерные реакции всегда сопровождаются ядерным рассеянием — это является источником так называемого теневого рассеяния.

2. Максимальное сечение рассеяния равно  $4\pi\lambda^2(2l + 1)$ . Это имеет место при  $\eta_l = -1$ , что означает равенство нулю сечения реакции.

Результат [формула (24)] для сечения реакции подтверждает справедливость использования полуклассического выражения (10); остается еще обосновать определяемое равенством (12) ограничение значения  $l_m$ . Это можно сделать несколькими путями, однако лучше всего вернуться к анализу уравнения Шрёдингера для двух реагирующих частиц. Используемые для представления падающей волны в формуле (19) специальные функции выбраны не произвольно, а в результате того, что они являются решениями уравнения Шрёдингера, описывающего относительное движение двух невзаимодействующих частиц в сферических координатах. В силу квантования момента в этом уравнении возникает член, отвечающий фиктивной потенциальной энергии

$$\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{26}$$

и известный как «центробежный потенциал». Его действие состоит в уменьшении волновой функции на расстояниях, меньших или сравнимых с  $l/k$ ; в классическом смысле это означает, что только частицы с кинетической энергией, большей чем «центробежный потенциал» в точке  $r$ , могут достигнуть этой точки, т. е.

$$\epsilon > \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}. \tag{27}$$

Поскольку  $\sqrt{2\mu\epsilon}$  есть относительный импульс двух частиц, неравенство (27) можно переписать в виде

$$\sqrt{l(l+1)} \leq \frac{R}{\lambda}. \tag{28}$$

Таким образом, получается условие для  $l$ , при котором достигается радиус взаимодействия  $R$ . За исключением обычной для смешанного квантово-классического анализа путаницы между  $l(l+1)$  и  $l^2$ , выражения (28) и (12) одинаковы.

### Е. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В гл. IX рассматривалась одна из основных моделей ядра, вполне пригодная для вычисления сечений ядерных процессов: основная доля взаимодействий между нуклонами системы заменяется эффективным потенциалом, в области действия которого движутся невозмущенные частицы; в рамках такой простой картины остаточные взаимодействия проявляются затем как возмущения. Это была первая модель ядерных реакций, но в 30-х годах она была оставлена, ибо появившиеся тогда первые количественные данные о ядерных сечениях, сведения о резонансах при рассеянии медленных нейтронов резко ей противоречили. В 1949 г. модель была пересмотрена [23] и привлечена к описанию ядерных реакций при высоких энергиях ( $>100$  Мэв) и с тех пор плодотворно использовалась для интерпретации сечений упругого рассеяния и полных сечений взаимодействия вплоть до энергий в несколько Мэв.

В своей простейшей форме оптическая модель представляет ядро в виде потенциальной ямы глубиной  $V_0$  Мэв и шириной  $R$  ферми (рис. 62). При  $r > R$  волновая функция частицы определяется выражением (22);

когда же  $r < R$ , волновая функция получается из решения уравнения Шредингера внутри потенциальной ямы. Величины  $\eta_l$  при этом вычисляются из условия непрерывности волновой функции на границе ядра (обе ее части имеют равную величину и наклон). Однако из сказанного до сих пор следует некоторая странность этой модели: поскольку остаточные взаимодействия не играют роли, не должны происходить и ядерные реакции и может осуществляться лишь одно упругое рассеяние. Формально это означает, что  $|\eta_l| = 1$ . Даже при энергиях, соответствующих одночастичным уровням (падающей частицы в поле эффективного потенциала), сечение упругого рассеяния должно иметь достаточно резко выраженные резонансы. Оба эти предсказания теории явно расходятся с фактами, хотя следует все же отметить, что в сечениях рассеяния нейтронов с энергиями в несколько  $Mэв$  наблюдались широкие резонансы [24], что позволило обобщить оптическую модель и для области низких энергий [25]. Остаточные взаимодействия падающей частицы с нуклонами ядра, приводящие к процессам, отличным от упругого рассеяния, вводятся в оптическую модель посредством комплексного потенциала вместо реального, показанного на рис. 62, т. е.

$$\begin{aligned} V &= -[V_0 + iW_0], & r < R, \\ V &= 0, & r > R, \end{aligned} \quad (29)$$

по аналогии с оптикой, где поглощение и преломление светового луча описывается показателем преломления, имеющим действительную и мнимую части. Введение комплексного потенциала приводит к неравенству  $|\eta_l| \leq 1$ , которое (как показано в разделе Д) означает, что сечение реакции отлично от нуля\*. Можно также показать, что мнимый потенциал уширяет одночастичные резонансы в рассеянии до ширины примерно  $W_0 Mэв$ . Таким образом, на основании данных по сечениям упругого рассеяния и поглощения с помощью оптической модели можно получить информацию о ядре, выраженную через  $V_0$  и  $W_0$ .

Более детальные сведения о  $V_0$  и  $W_0$  можно получить при анализе углового распределения упруго рассеянных частиц (см., например, рис. 61). Это возможно, коротко говоря, благодаря тому, что различные пики в угловом распределении зависят от интерференции волн с разными значениями  $l$  и являются поэтому мерой  $\eta_l$  (а значит,  $V_0$  и  $W_0$ ), более чувствительной, чем сечения упругого рассеяния и поглощения. Дифференциальное сечение рассеяния в единицу телесного угла под углом  $\theta$  в системе центра масс может быть вычислено по величине потока под углом  $\theta$ , соответствующего разности волновых функций (21) и (22):

$$\frac{d\sigma_{\text{расс}}(\theta)}{d\Omega} = \pi k^2 \left| \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2l+1} Y_{l,0}(\theta) (1 - \eta_l) \right|^2. \quad (30)$$

Анализ угловых распределений упруго рассеянных частиц с помощью формулы (30) показал, что представление потенциала прямоугольной ямой является слишком упрощенным — необходима яма с округленными углами. Обнаружено также, что как  $V_0$ , так и  $W_0$  зависят от энергии

\* Амплитуда расходящейся волны часто выражается через фазовый сдвиг ( $\delta_l$ ), причем  $\eta_l = e^{2i\delta_l}$ . Если имеется лишь реальный потенциал ( $W_0 = 0$ ), то  $\delta_l$  являются вещественными и, как можно видеть из уравнения (22), единственным эффектом будет изменение фазы расходящейся волны, однако  $|\eta_l| = 1$ . Введение же комплексного потенциала делает  $\delta_l$  комплексными числами и приводит к тому, что  $|\eta_l| \leq 1$ .

падающей частицы:  $V_0$  изменяется от  $\sim 50$  Мэв при низких энергиях частицы ( $< 10$  Мэв) до  $\sim 15$  Мэв при энергии падающей частицы около 150 Мэв  $W_0$  меняется от  $\sim 1$  Мэв при низких энергиях частицы до  $\sim 20$  Мэв в области 100 Мэв.

Так как причиной возникновения оптического потенциала является взаимодействие падающей частицы с нуклонами ядра, то потенциал должен вычисляться на основании свойств этих взаимодействий. Соотношение между действительной частью оптического потенциала  $V_0$  и взаимодействием падающей частицы с отдельными нуклонами ядра маскируется тем, что система многонуклонна. Тем не менее такое соотношение — хотя и приближенное, но все же очень сложное — было получено, причем наилучшим образом оно оправдывается при энергиях выше 100 Мэв [26].

Физический смысл мнимой части потенциала  $W_0$  выявляется гораздо проще. Собственные функции уравнения Шрёдингера, в которое потенциальная энергия входит в виде выражения (29) (заметим, что в согласии с данным определением  $V_0$  и  $W_0$  — обычно положительные величины), являются плоскими волнами вида (19), но при этом волновое число  $k$  становится комплексным. Мнимая часть  $k$  соответствует поглощению частицы и эквивалентна ее среднему свободному пробегу  $\Lambda$  в ядерном веществе, определяемому выражением\*

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{2\mu^{1/2}}{\hbar} \{[(\epsilon + V_0)^2 + W_0^2]^{1/2} - (\epsilon + V_0)\}^{1/2}, \quad (31a)$$

в котором  $\epsilon$  — относительная кинетическая энергия системы. При малых значениях  $W_0/(\epsilon + V_0)$  формула (31a) переходит в

$$\Lambda \cong \frac{\hbar}{W_0} \sqrt{\frac{\epsilon + V_0}{2\mu}}. \quad (31b)$$

Средний свободный пробег можно сразу выразить через плотность нуклонов в ядре  $\rho$  и эффективное среднее сечение  $\bar{\sigma}$  взаимодействия падающей частицы с нуклонами ядра:

$$\Lambda = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}}; \quad (32)$$

это равенство дает соотношение между параметрами оптической модели и эффективным сечением нуклон-нуклонного взаимодействия внутри ядра.

\* Комплексное волновое число можно записать суммой  $k = k' + ik''$ ; при этом волновая функция имеет вид

$$\Psi = \exp(ikx) = \exp(ik'x) \exp(-k''x).$$

Вероятность обнаружения частицы в интервале между  $x$  и  $x + dx$ , равная  $|\Psi|^2 dx$ , принимает вид:

$$|\Psi|^2 dx = \exp(-2k''x) dx.$$

Следовательно, вероятность обнаружить частицу экспоненциально уменьшается с  $x$  и характеризуется средним свободным пробегом

$$\Lambda = \frac{1}{2k''}.$$

Значение  $k''$  может быть получено из мнимой части комплексной величины  $k$ , где

$$k = \frac{1}{\hbar} [2\mu(\epsilon + V_0) + iW_0]^{1/2}.$$

Формулы (31а) и (31б) для среднего свободного пробега справедливы лишь при однородном потенциале вида (29); однако их можно использовать и в некоторых случаях неоднородного потенциала, до тех пор пока можно пренебречь относительным изменением потенциальной энергии на расстояниях, соответствующих длине волны частицы.

Как говорилось в начале этого раздела, оптическая модель используется для вычисления  $\eta$  и, следовательно, сечения рассеяния по формуле (24) и углового распределения при упругом рассеянии согласно равенству (30). Она же предсказывает и относительных вероятностей различных реакций, возможных в области средних энергий, при резонансах, наблюдающихся при изучении реакций на медленных нейтронах. Обе эти характеристики связаны с моделью составного ядра, рассматриваемой в следующем разделе.

### Ж. МОДЕЛЬ СОСТАВНОГО ЯДРА

Предложенная Бором [27] в 1936 г. модель составного ядра явилась, в сущности, первым механизмом ядерных реакций, позволившим успешно объяснить большое число экспериментальных данных. Как уже говорилось в разделе Б, эта модель основана на том, что при проникновении падающей частицы через поверхность ядра-мишени частица поглощается ядром и образуется новое ядро в возбужденном квазистационарном состоянии. Это и есть составное ядро, компаунд-ядро, а состояние называют квазистационарным, поскольку энергия возбуждения делает его нестабильным относительно испускания частиц, хотя его время жизни и велико по сравнению с характерным ядерным временем.

Связанные с анализом модели составного ядра трудности вызваны прежде всего недостатком детальных сведений об этих квазистационарных состояниях. Задача упрощается в случае тепловых нейтронов, когда имеется лишь одно возбужденное состояние.

( $n, \gamma$ )-Реакции под действием тепловых нейтронов. На рис. 63 можно отметить три важные особенности функций возбуждения ( $n, \gamma$ )-реакций, протекающих под действием нейтронов низких энергий (от 0,01 до нескольких сот электронвольт):

1. Сечения обнаруживают громадные флуктуации в очень малом энергетическом интервале, т. е. проявляются резонансы.

2. Ширины резонансных пиков очень малы ( $\approx 0,1$  эв).

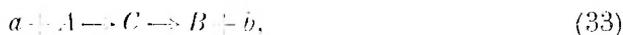
3. Расстояния между резонансными пиками велики по сравнению с их ширинами; они изменяются от  $k\lambda$  (по порядку величины) в самых легких элементах до  $\lambda$  в наиболее тяжелых.

Основываясь на малых ширинах резонансов и используя принцип неопределенности Гейзенберга, можно утверждать, что время жизни компаунд-ядра составляет  $10^{-14}$ — $10^{-15}$  сек, т. е. оно велико по сравнению с временем прохождения тепловым нейтроном ядра средней величины ( $\approx 10^{-18}$  сек). Отсюда следует вывод о существовании квазистационарного состояния составного ядра. Далее, тот опытный факт, что расстояния между резонансами в 100—1000 раз меньше промежутков между одночастичными уровнями, показывает, что квазистационарное возбужденное состояние компаунд-ядра должно включать возбуждение многих частиц. Эти заключения, по существу, исключают возможность серьезного анализа реакций медленных нейтронов в рамках оптической модели. Модель со-

ставного ядра в классическом смысле предполагает слияние падающей частицы с ядром-мишенью, причем энергия возбуждения\* распределяется случайным образом между всеми нуклонами образующегося компаунд-ядра. Спустя некоторое время компаунд-ядро дезактивируется путем испускания одной или более частиц, включая и фотоны.

**Гипотеза независимости в резонансной области.** Образование составного ядра при захвате нейтронов малых энергий не всегда приводит к излучению  $\gamma$ -квантов, возможны также испускание нейтрона и  $(n, p)$ - или  $(n, \alpha)$ -реакции. Для самых тяжелых элементов наиболее вероятным процессом часто является деление. Поскольку в модели составного ядра реакция разделяется на две стадии — образование и распад компаунд-ядра, — относительные вероятности различных возможных событий должны полностью определяться квантовым состоянием такого составного ядра. В частности, если резонансы не перекрываются, то поведение компаунд-ядра целиком определяется свойствами отдельного квантового состояния (резонансного) и не должно, следовательно, зависеть от способа, посредством которого это состояние реализовалось. Это означает, например, что относительные интенсивности излучения  $\gamma$ -кванта и нейтрона для ядра  ${}_Z X^A$ , облучавшегося нейтронами, и для ядра  ${}_{Z-1} X^A$ , бомбардировавшегося протонами, будут одинаковы, если энергии налетающих частиц таковы, что они образуют одно и то же резонансное состояние. Этот вывод назван «гипотезой независимости» пути распада разных компаунд-ядер от способа их образования. Ниже эта гипотеза будет рассмотрена еще раз в ситуации более неоднозначной, когда резонансы перекрываются.

**Формула Брейта — Вигнера.** Показанное на рис. 63 быстрое изменение сечения указывает на крайнюю чувствительность амплитуд расходящихся волн (22) к энергии частиц в области шпикх энергий. Первоначально Брейт и Вигнер\*\* не вычисляли величины  $\eta$  непосредственно, а использовали теорию возмущений для решения этой задачи в два приема (следуя Бору), т. е. рассматривали образование и распад составного ядра. Полезно привести основные результаты их вычислений для записанной в общем виде реакции



идущей через компаунд-ядро  $C$ , находящееся в определенном квазистационарном квантовом состоянии.

Сечение реакции (33) можно записать в виде

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \sigma_{a \rightarrow C} W_B, \quad (34)$$

где  $\sigma_{a \rightarrow C}$  — сечение образования компаунд-ядра  $C$ , а  $W_B$  — вероятность того, что оно распадется определенным образом согласно схеме реакции

\* В соответствии со сказанным в разделе Г энергия  $U$  определяется выражением

$$U = \frac{M_A}{M_A + m_a} \epsilon_a + S_a,$$

где  $M_A$  и  $m_a$  — атомные массы мишени и налетающей частицы соответственно;  $\epsilon_a$  — кинетическая энергия бомбардирующей частицы в лабораторной системе;  $S_a$  — энергии связи частицы  $a$  в компаунд-ядре.

\*\* Полный обзор теории и экспериментов с нейтронами низких энергий см. в работе [19].

(33), т. е. пойдет по каналу  $Bb^*$ . В выражении (34) явно представлены как двухстадийность процесса, так и гипотеза независимости. Расчеты Брейта — Вигнера приводят к важному выражению

$$\sigma_{A \rightarrow C} = \pi \lambda_{Aa}^2 \frac{2I_C + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{\Gamma_{Aa}\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (35)$$

в котором  $\lambda_{Aa}$  есть относительная длина волны во входном канале,  $\varepsilon_0$  — резонансная энергия в системе центра масс,  $\Gamma$  — полная ширина уровня, а  $\Gamma_{Aa}$  — парциальная ширина уровня относительно распада по каналу  $Aa$ . Физический смысл понятия «ширина уровня» определяется тем, что  $\Gamma_J/\hbar$  представляет вероятность (отнесенную к единице времени) распада составного ядра по каналу  $J$ . Тогда

$$\Gamma = \sum_J \Gamma_J \quad (\text{суммирование проводится по всем каналам}) \quad (36)$$

и

$$W_B = \frac{\Gamma_{Bb}}{\Gamma} \quad (37)$$

Подстановка равенств (35) и (37) в соотношение (34) дает известную формулу Брейта — Вигнера для одиночного резонанса:

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \pi \lambda_{Aa}^2 \frac{2I_C + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{\Gamma_{Aa}\Gamma_{Bb}}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (38)$$

В частности, для реакции  $(n, \gamma)$

$$\sigma_{(n, \gamma)} = \pi \lambda^2 \frac{2I_C + 1}{2(2I_A + 1)} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (39)$$

где  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  — парциальные ширины, соответствующие испусканию нейтрона и  $\gamma$ -кванта. Формула (39) описывает ход сечения в области любого заданного резонанса, примеры которых даются на рис. 63. Так, первому из приведенных на этом рисунке резонансов соответствует энергия  $\varepsilon_0 = 5,420$  эв и он характеризуется ширинами  $\Gamma_\gamma = 136 \cdot 10^{-3}$  эв и  $\Gamma_n = 5,9 \cdot \varepsilon^{1/2} \cdot 10^{-3}$  эв.

Резонансному состоянию не обязательно должна отвечать положительная энергия падающего нейтрона; оно может осуществляться при энергии возбуждения, меньшей энергии связи нейтрона в составном ядре. Хотя при таких обстоятельствах резонанс не будет наблюдаться в прямых опытах с нейтронами, тем не менее он является причиной большого сечения захвата нейтронов с тепловыми энергиями (порядка 0,025 эв), если только ширина резонанса не слишком мала по сравнению с разностью резонансной энергии и энергии возбуждения компаунд-ядра, образовавшегося при захвате теплового нейтрона.

Наблюдение резонансов в сечении захвата нейтронов позволяет получить информацию об энергиях возбужденных состояний ядер и о ширинах соответствующих уровней. Такого рода опыты невозможны с заряженными бомбардирующими частицами (исключая лишь самые легкие ядра) вследствие того, что кулоновский барьер чрезвычайно уменьшает  $\Gamma_A$  при низких энергиях. В случае нейтронов величина  $\Gamma_n$  оказывается благода-

\* Определенные способы образования и распада составного ядра часто именуют «каналами реакции»; можно сказать, что реакция (33) переходит из канала  $Aa$  в канал  $Bb$ . Определение канала требует, вообще говоря, детализации сведений об относительной энергии частиц, полном моменте количества движения и внутренних квантовых числах (возбужденных состояниях) этих частиц.

ря центробежному барьеру наибольшей для состояния  $l = 0$ ; поэтому спин составного ядра должен быть  $I_A + 1/2$ .

Небезынтересно проследить ход сечения взаимодействия ядер серебра с нейтронами (ср. рис. 63), энергии которых ниже  $\sim 0,4$  эв. В этой области энергий преобладающим членом в знаменателе формулы (39), очевидно, является  $\epsilon_0$ , и поэтому знаменатель, по существу, есть постоянная величина.

Энергетическая зависимость сечения будет определяться тремя факторами:

1.  $\lambda^2 \sim 1/v^2$ , где  $v$  — относительная скорость нейтрона и ядра-мишени.

2.  $\Gamma_n \sim v$  в силу пропорциональности  $\Gamma_n$  плотности конечных состояний системы, которая в свою очередь (см. примечание на стр. 245 в гл. VIII) пропорциональна относительной скорости нейтрона и ядра-мишени.

3.  $\Gamma_\gamma$  не зависит от изменений энергии нейтрона в пределах нескольких эв, поскольку энергия  $\gamma$ -квантов составляет несколько  $M$ эв.

В результате сечение  $\sigma_{n,\gamma} \sim 1/v$  в области, где  $\epsilon \ll \epsilon_0$  ( $\epsilon \ll |\epsilon_0|$  для резонансов с отрицательной энергией). Зависимость  $1/v$  для сечения захвата нейтрона серебром показана пунктиром на рис. 63.

Из предыдущего следует, что сечение захвата теплового нейтрона данным ядром весьма чувствительно к энергиям и ширинам его резонансных состояний. В частности, если существует резонансное состояние в пределах около  $0,01$  эв (положительное или отрицательное по энергии) относительно энергии связи нейтрона, то сечение захвата может быть очень большим. Если же резонансы достаточно удалены, то сечение может быть довольно малым и отвечать закону  $1/v$ . Таблицы сечений для тепловых нейтронов даются в приложении В. Поскольку величины сечений определялись различными экспериментальными методами, то не всегда легко сравнивать и табулировать их. Многие результаты были получены при использовании нейтронного спектра, характерного для определенного ядерного реактора. В других случаях применялись тепловые нейтроны, характеризующиеся достаточно хорошо максвелловским распределением по скоростям (при температуре  $\sim 20^\circ$ ). Ряд сечений был получен при определенных энергиях нейтронов, что обеспечивалось применением нейтронных монохроматоров. Следуя обычной практике, были составлены таблицы сечений реакций под действием нейтронов, обладающих скоростью  $2,20 \cdot 10^5$  см/сек<sup>-1</sup> (что соответствует энергии  $0,025$  эв и наиболее вероятной скорости в максвелловском распределении при  $20^\circ$ ).

**Статистическое приближение.** С возрастанием энергии бомбардирующей частицы совместное действие двух эффектов во все большей мере затрудняет использование формулы (38):

1. Ширина каждого уровня  $\Gamma$  становится все больше и больше, поскольку увеличивается число выходных каналов.

2. Для многонуклонных систем обычно наблюдается систематическое уменьшение энергетических интервалов  $D$  между уровнями.

В итоге резонансы начинают перекрываться и более невозможно возбудить лишь какое-то одно состояние составного ядра, даже при идеальном энергетическом разрешении падающего пучка. В этих условиях различные состояния составного ядра не ведут себя больше как независимые; необходимо учитывать их интерференцию между собой, тогда сечение реакции не будет простой суммой, каждое слагаемое которой имеет вид

(38). Такие интерференционные эффекты приводят к двум важным следствиям:

1. Угловое распределение испущенных частиц не будет симметричным относительно плоскости, нормальной к направлению падающего пучка, как это следовало бы ожидать, если бы компаунд-ядро находилось в некотором отдельном неперекрывающемся квантовом состоянии. Подобное отсутствие симметрии может возникнуть из-за интерференции частиц, испущенных, например, с  $l = 0$  и  $l = 1$  ( $s$ - и  $p$ -волны), ибо  $s$ -волны являются четными, а  $p$ -волны — нечетными функциями  $\theta$ .

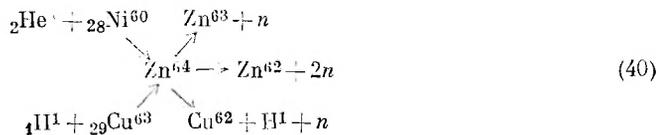
2. Относительные величины интерференционных эффектов, влияющих на относительные вероятности испускания частиц различного рода, будут зависеть от способа образования составного ядра, и гипотеза независимости не будет более справедлива.

Оставляя в стороне интерференцию, заметим, что гипотеза независимости не будет справедлива также и в том случае, если перекрывающиеся уровни имеют разные парциальные ширины относительно какого-то определенного способа распада компаунд-ядра.

Эти трудности, порожденные интерференционными эффектами и вариацией парциальных ширин, устраняются, если сделать два предположения, которые в совокупности известны как статистическое приближение. Первое из них заключается в том, что интерференционные члены, которые могут быть как положительными, так и отрицательными, имеют случайные знаки и поэтому сокращаются; это допущение восстанавливает симметрию углового распределения. Во-вторых, предполагается, что для всех перекрывающихся состояний парциальные ширины, соответствующие различным возможным каналам распада составного ядра, одинаковы; этим восстанавливается справедливость гипотезы независимости. Статистическое приближение позволяет использовать модель Бора в области, где энергетические уровни перекрываются. Возникает возможность проверки правильности сделанных допущений путем измерения угловых распределений испаренных частиц.

Было установлено, как показывает, например, рис. 60, что угловые распределения большинства частиц, испущенных компаунд-ядрами, возбужденными до нескольких  $Mэв$ , обладают требуемой симметрией, и, следовательно, статистическое приближение в какой-то мере закономерно. Однако имеются указания и на некоторую его несостоятельность, ибо отдельные частицы, обычно с относительно высокими энергиями, испускаются преимущественно вперед.

К сожалению, было проведено очень немного проверок гипотезы независимости в области перекрывающихся уровней. Первой и наиболее широко цитируемой из них является проверка, осуществленная Гхошалом [28], которая известна как «эксперимент Гхошала». Он исследовал поведение возбужденного ядра  $Zn^{64}$ , полученного двумя различными путями:

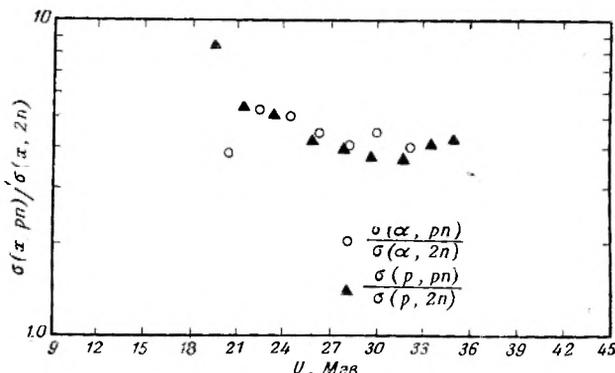


В силу соотношения (34) гипотеза независимости требует, например, чтобы выполнялось равенство

$$\frac{\sigma(a, pn)}{\sigma(a, 2n)} = \frac{W(pn)}{W(2n)} = \frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)}. \quad (41)$$

В последнем уравнении все сечения соответствуют одной энергии возбуждения составного ядра  $Zn^{64}$ .

Результаты опытов Гхошала представлены на рис. 73 и, по-видимому, подтверждают гипотезу независимости. Ситуация может оказаться менее четкой, если ход относительных кривых меняется с энергией возбуждения гораздо быстрее, чем на рис. 73; часто оказывается, например, что относительная кривая, описывающая реакции под действием  $\alpha$ -частиц, имеет форму, подобную форме кривой, соответствующей реакциям на протонах,



Р и с. 73. Сопоставление путей распада возбужденного компаунд-ядра  $Zn^{64}$ , образованного двумя различными путями: бомбардировкой  $Cu^{63}$  протонами и  $Ni^{60}$   $\alpha$ -частицами [28].

но смещенную, однако, по шкале энергий — обычно в область более высоких значений. Этот сдвиг по энергии обсуждается в следующих параграфах в связи с теорией испарения нуклонов; здесь следует заметить, что на рис. 73 сравнение проводится для составных ядер с одной и той же энергией возбуждения, но с различным распределением вращательного момента [ср. с равенством (16)], так что эти составные ядра, строго говоря, не являются идентичными. Распределения момента отличаются вследствие того, что длины волн протонов и  $\alpha$ -частиц не одинаковы, когда их кинетические энергии таковы, что обеспечивают равное возбуждение ядра  $Zn^{64}$  в этих двух процессах.

Статистическое приближение с успехом применяется для описания большинства реакций, вызванных протонами или нейтронами с энергиями вплоть до  $\sim 40$   $MeV$  и сложными частицами с энергиями до  $\sim 10$   $MeV$  на нуклон. Это не означает, что оно перестает быть полезным при более высоких энергиях; к сожалению, имеется мало данных для области энергий между 40 и 100  $MeV$ . При еще больших энергиях статистическое приближение становится уже непригодным.

Наиболее замечательной чертой статистической модели является то, что она позволяет предсказывать энергетический спектр испаренных частиц, а равно и функции возбуждения и выражать их через определенные ядерные свойства (методы обсуждаются в следующих параграфах).

**Теория испарения.** Функции возбуждения, показанные на рис. 59 и 64, и спектр испущенных частиц, представленный на рис. 60, — это типичные экспериментальные данные, объяснение которых может быть успешно выполнено в рамках модели составного ядра и статистического приближения. Рис. 59 и 64 демонстрируют конкуренцию между различ-

ными каналами распада компаунд-ядра. Как видно в случае спектра на рис. 60 и менее явно в случае функций возбуждения, большинство частиц испускается с энергиями, значительно меньшими максимально возможной. Как уже обсуждалось в разделе Б, модель составного ядра качественно предсказывает этот эффект.

Изложенные выше качественные соображения можно выразить в количественной форме, поскольку статистическое приближение подразумевает существование статистического равновесия на всем протяжении реакции, идущей через составное ядро. Как сейчас будет показано, ключом к решению задачи является применение принципа детального равновесия, причем для простоты пренебрежем вначале влиянием момента количества движения и четности.

Рассмотрим ящик объемом  $V$ , содержащий составные ядра  $C$  с энергией возбуждения  $U_C$ , а также все комбинации частиц, соответствующие открытым для распада  $C$  каналам. Это означает, например, что существуют сложные ядра  $B$  с энергией возбуждения  $U_B$  и частицы  $b$  с кинетической энергией  $\epsilon_{Bb}$  относительно  $B$ , такие, что

$$U_C - S_b = U_B + \epsilon_{Bb}, \quad (42)$$

где  $S_b$  — энергия связи частицы  $b$  в компаунд-ядре  $C$ . Равенство (42) есть выражение закона сохранения энергии при распаде

$$C(U_C) \xrightarrow{\epsilon_{Bb}} B(U_B) + b. \quad (43)$$

При этом предполагается, что у частицы  $b$  нет внутренней энергии возбуждения. Статистическое равновесие означает, что относительные числа компаунд-ядер и наборов частиц, соответствующих различным каналам распада, определяются их относительными статистическими весами или плотностями состояний (в смысле, употреблявшемся в разделе В гл. VIII). Принцип детального равновесия требует, чтобы равновесие сохранялось при всех реакциях [типа (43)], идущих в прямом и обратном направлениях со строго одинаковыми скоростями. Если обозначим через  $N_C(U_C)$  и  $N_{Bb}(U_B, \epsilon_{Bb})$  числа компаунд-ядер и  $B + b$  пар с соответствующими энергиями, то статистическое равновесие приводит к равенству

$$\frac{N_C(U_C)}{N_B(U_B, \epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}} = \frac{\rho_C(U_C)}{\rho_B(U_B) (4\pi^1 p_{Bb}^2/h^3) (dp_{Bb}/d\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}}, \quad (44)$$

в котором  $\rho_j(U_j)$  — плотность энергетических состояний при энергии возбуждения  $U_j$ , т. е. величина, обратная среднему расстоянию между уровнями при энергии  $U_j$ ;  $p_{Bb}$  — относительный импульс частиц  $B$  и  $b$ ; величина, стоящая в знаменателе, представляет собой плотность состояний, когда кинетическая энергия пары  $B$  и  $b$  заключена в пределах от  $\epsilon_{Bb}$  до  $\epsilon_{Bb} + d\epsilon_{Bb}$  (ср. с примечанием на стр. 245 в гл. VIII).

Принцип детального равновесия требует, чтобы

$$N_C(U_C) I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb} = N_{Bb}(U_B, \epsilon_{Bb}) W(U_B, \epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}. \quad (45)$$

Здесь  $I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}$  означает вероятность (отнесенную к единице времени) испускания компаунд-ядром частицы  $b$  с кинетической энергией (относительно остаточного ядра  $B$ ) в пределах от  $\epsilon_{Bb}$  до  $\epsilon_{Bb} + d\epsilon_{Bb}$ ;  $W(U_B, \epsilon_{Bb})$  — вероятность образования в единицу времени составного ядра  $C$  с энергией возбуждения  $U_C$  при взаимодействии частицы  $b$ , обладающей указанной выше кинетической энергией, с остаточным ядром  $B$ , обладаю-

щим энергией возбуждения  $U_B$ . Величина  $W(U_B, \epsilon_{Bb})$  дается формулой

$$W(U_B, \epsilon_{Bb}) = \frac{\sigma_{Bb} v_{Bb}}{V}, \quad (46)$$

где  $\sigma_{Bb}$  есть сечение процесса, обратного (43), и, таким образом, представляет собой сечение захвата частицы  $b$ , движущейся с относительной кинетической энергией  $\epsilon_{Bb}$ , ядром  $B$  (с энергией возбуждения  $U_B$ ), в результате чего образуется составное ядро  $C$  (с энергией возбуждения  $U_C$ ); через  $v_{Bb}$  обозначена относительная скорость  $B$  и  $b$ . Равенство (46) проще понять, если представить, что оно определяет долю объема ящика, которая соответствует интересующим нас реакциям между  $B$  и  $b$ . Отсутствие информации о сечениях реакции для возбужденных ядер вынуждает сделать предположение, что сечение поглощения частицы  $b$  ядром  $B$  —  $\sigma_{Bb}$  одинаково для возбужденного и основного состояний  $B$ .

Подстановка равенств (44) и (46) в выражение (45) дает искомое соотношение

$$I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb} = \frac{4\pi p_{Bb}^1 (dp_{Bb}/d\epsilon_{Bb}) \sigma_{Bb} v_{Bb} \rho_B(U_B)}{h^3 \rho_C(U_C)} d\epsilon_{Bb}. \quad (47)$$

Вспоминая, что  $\epsilon_{Bb} = \frac{1}{2} \mu_{Bb} v_{Bb}^2$  и  $p_{Bb} = \mu_{Bb} v_{Bb}$  ( $\mu_{Bb}$  — приведенная масса), и пользуясь законом сохранения энергии в форме (42), можно переписать уравнение (47) в следующем виде:

$$I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb} = \frac{8\pi \mu_{Bb} \sigma_{Bb} \epsilon_{Bb} \rho_B(U_C - S_b - \epsilon_{Bb})}{h^3 \rho_C(U_C)} d\epsilon_{Bb}. \quad (48)$$

Это выражение представляет спектр, показанный, например, на рис. 60. То, что в спектрах испущенных частиц максимум находится при относительно низких энергиях, объясняется примерно экспоненциальным уменьшением плотности состояний  $\rho_B(U_C - S_b - \epsilon_{Bb})$  с увеличением кинетической энергии, которое не компенсируется ростом  $\epsilon_{Bb}$ . Как уже говорилось выше, сечение обратного процесса  $\sigma_{Bb}$  обычно аппроксимируется выражением типа (18), вследствие чего также подавляется испускание заряженных частиц, кинетическая энергия которых меньше высоты кулоновского барьера. Полная вероятность испускания частицы  $b$  в единицу времени получается интегрированием по всему спектру:

$$\frac{\Gamma_b}{h} = \int_0^{U_C - S_b} I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}. \quad (49)$$

Сечение реакции (33) (вызванной заряженной частицей  $a$ , взаимодействующей с кулоновским барьером  $B_{aA}$  в области энергий, где справедливо статистическое приближение, можно записать в соответствии с равенством (34) в виде

$$\sigma(a, b) = \pi R_{aA}^2 \left(1 - \frac{B_{aA}}{\epsilon_{aA}}\right) \frac{\int_0^{U_C - S_b} I(\epsilon_{Bb}) d\epsilon_{Bb}}{\sum_j \int_0^{U_C - S_j} I(\epsilon_j) d\epsilon_j}. \quad (50)$$

Суммирование в знаменателе этого выражения надо проводить по всем частицам  $j$ , которые могут быть испущены составным ядром  $C$ . Нижний

предел в интеграле числителя (50) определяется из следующих условий:

$$x = 0, \quad \text{если } U_C - S_b - S' \leq 0, \quad (51)$$

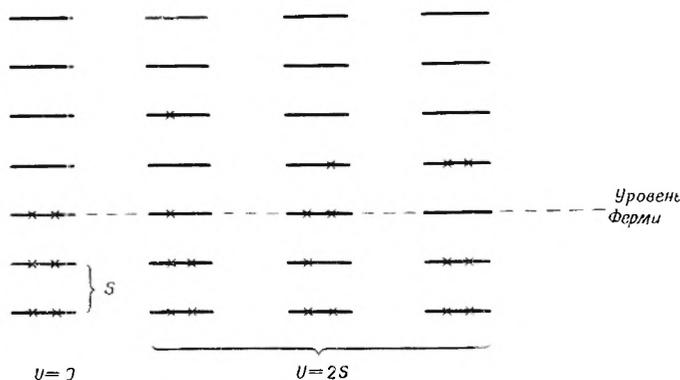
$$x = U_C - S_b - S', \quad \text{если } U_C - S_b - S' > 0. \quad (52)$$

где  $S'$  — энергия возбуждения, выше которой ядро-продукт  $B$  становится неустойчивым относительно испускания следующей частицы. При условиях (51, 52) из ядра  $B$  испускается одна и только одна частица. Следует отметить, что в формуле (50) не учтены эффекты четности и момента; к этому обстоятельству мы еще вернемся ниже.

Вычисление сечений реакций, в которых испускается более одной частицы, усложняется, но, в сущности, проводится так же, как и при выводе уравнения (50). При этом требуется многократное интегрирование; операцию вычисления можно ускорить применением электронных машин [20].

До сих пор не было сказано ничего определенного о плотности состояний  $\rho(U)$ , которая весьма существенна для вычислений в рамках рассматриваемой теории. Эта характеристика возбужденного ядра обсуждается в следующих параграфах.

**Плотность состояний.** Число различных состояний при одной и той же энергии возбуждения можно просто вычислить в рамках одночастичной модели, которая предполагает, что возбуждение ядра представляет



Р и с. 74. Схема подсчета числа состояний в простой модели независимых частиц при эквидистантных одночастичных уровнях  $\rho(0) = 1$ ,  $\rho(2S) = 3$  и т. д.

собой сумму возбуждений отдельных частиц. Задача приводится к нахождению числа *различных* путей, которыми энергия возбуждения может распределиться между частицами. На рис. 74 дается простой пример эквидистантных одночастичных состояний. Упомянутая в разделе В гл. IX более реальная модель рассматривает ядро как смесь протонного и нейтронного ферми-газов. В этой модели зависимость плотности состояний от энергии возбуждения (которая велика по сравнению с интервалами между одночастичными уровнями в области фермиевской энергии) может быть получена обычными, хотя и довольно трудоемкими, методами статистической механики. В результате такого анализа [29] получается выражение

$$\rho(U) = \frac{C \exp(2a^{1/2} U^{1/2})}{U^{5/4}}, \quad (53)$$

где  $a$  и  $C$  — константы, зависящие от массового числа ядра; в частности,  $a$  пропорциональна  $A$ . Поскольку эта модель представляет ядро как смесь протонного и нейтронного ферми-газов, то можно характеризовать ядро обычными термодинамическими величинами, такими, как энергия  $U$  и температура  $\tau$ . Для ферми-газа соотношение между этими двумя термодинамическими характеристиками с хорошим приближением описывается формулой

$$U = a\tau^2. \tag{54}$$

Нужно заметить, что выражение для плотности состояний (53) включает все значения спина  $I$  и все его ориентации в пространстве\*.

Формула (53) не справедлива, по-видимому, при низких энергиях возбуждения, когда знаменатель стремится к нулю. В значительной мере ради удобства, а не в силу реальных физических причин медленно меняющийся знаменатель в формуле (53) часто опускается и анализ данных проводится с помощью приближенной формы (53) (см. работу [16]):

$$\rho(U) = C' \exp(2a^{1/2}U^{1/2}). \tag{55}$$

Подстановка этого выражения в формулу (48) приводит к энергетическому спектру следующего вида:

$$I(\epsilon) \sim \epsilon\sigma \exp[2a^{1/2}(\epsilon_m - \epsilon)^{1/2}]. \tag{56}$$

где  $\epsilon_m$  — максимальная кинетическая энергия, с которой частица может быть испущена. Тогда на графике зависимости  $\ln[I(\epsilon)/\epsilon\sigma]$  от  $(\epsilon_m - \epsilon)^{1/2}$  должна получиться прямая, по которой можно вычислить параметр плотности уровней  $a$ , пропорциональный, как ожидается, массовому числу ядра. Такие графики, однако, обычно прямолинейны лишь в ограниченной части спектра, и значения  $a$ , получаемые из них, оказываются, следовательно, неоднозначными; к тому же они часто не обнаруживают ожидаемой пропорциональности массовому числу. Такие отклонения от теории объясняют следующими обстоятельствами:

1. Некорректностью приближенного равенства (55).
2. Пренебрежением влияния вращательного момента составного ядра на спектр испущенных частиц.
3. Тем, что статистическая модель, возможно, вообще непригодна для описания некоторых реакций, особенно приводящих к испусканию частиц высоких энергий.

Соотношение (56) часто подвергается дальнейшим упрощениям при анализе спектров, когда  $\epsilon/\epsilon_m \ll 1$ :

$$I(\epsilon) \sim \epsilon\sigma \exp\left[2a^{1/2}\epsilon_m^{1/2}\left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_m}\right)^{1/2}\right],$$

а так как для  $\frac{\epsilon}{\epsilon_m} \ll 1$

$$\left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_m}\right)^{1/2} \cong \left(1 - \frac{\epsilon}{2\epsilon_m}\right),$$

\* Поскольку уносимый непаренной частицей момент обычно мал, лучше, по-видимому, использовать плотность уровней для данного значения спина по формуле (48). Тогда выражение (см. [29] и [30]) имеет вид

$$\rho(U, I) = \frac{\text{const} (2I+1) \exp\left[-\frac{\hbar^2 (I)(I+1)}{2\sigma^2 \tau}\right] \exp(2a^{1/2}U^{1/2})}{U^2}.$$

Величина  $g$  означает эффективный момент инерции, который, к сожалению, может зависеть от энергии возбуждения.

то

$$I(\epsilon) \sim \epsilon \sigma \exp(2a^{1/2} z \epsilon_m^{1/2}) \exp\left(-a^{1/2} \frac{\epsilon}{\epsilon_m^{1/2}}\right).$$

Если вспомнить [см. равенство (54)], что  $\epsilon_m^{1/2}/a^{1/2}$  есть температура  $\tau$ , которую должно иметь остаточное ядро при энергии возбуждения  $\epsilon_m$ , то

$$I(\epsilon) \sim \epsilon \sigma e^{-\epsilon/\tau}. \quad (57)$$

Выражение (57) является основанием для того, чтобы считать спектры испущенных частиц максвелловскими и характеризовать их температурой  $\tau$ .

**Роль момента количества движения.** Как упоминалось в предыдущем параграфе в связи с опытами Гхошала, при теоретическом анализе сечений следует учитывать вращательный момент системы. Соответствующий анализ может оказаться очень сложным, как это, впрочем, почти всегда бывает при учете момента количества движения, хотя сущность задачи весьма проста. Дело заключается в том, что составное ядро может образоваться в состояниях с довольно высоким угловым моментом [ср. с выражением (16)], в то время как испущенные частицы, энергия которых по рассмотренным группам, как правило, невелика; уносят небольшой момент. В силу сохранения вращательного момента остаточное ядро  $B$  должно иметь соответствующий остаточный вращательный момент и, следовательно,  $\rho_B(U_B)$  в формуле (47) на самом деле есть  $\rho_B(U_B, I_B)$ , где  $I_B$  — спин возбужденного ядра. Влияние спина на плотность уровней можно предсказать, не прибегая к детальному анализу: существенно то, что каждому значению спина соответствует определенная энергия возбуждения  $U(I)$ , ниже которой не существует (в среднем) состояний со спином  $I$  или еще большим. Согласно допущению, частица испускается с  $l = 0$ , поэтому максимальная кинетическая энергия этой частицы (при испускании ее компаунд-ядром со спином  $I$ ) должна измениться от  $U_C - S_b$  до  $U_C - S_b - U(I)$ , а это означает, что появляется соответственно большее число частиц низких энергий; этот эффект в свою очередь проявится в возрастании величины  $a$ , определяемой выражением (54). Возможно, конечно, что  $U_C - S_b - U(I)$  окажется меньше нуля, в то время как  $U_C - S_b$  положительна; в этом случае частица  $b$  не будет испущена, даже если энергия возбуждения составного ядра больше энергии связи частицы  $b$ . Вместо этого компаунд-ядро испустит какую-то другую частицу (включая фотон) или же частицу  $b$ , но в состоянии с  $l > 0$ , а потому с гораздо меньшей вероятностью. Величина  $U(I)$  сильно поднимает порог любой данной реакции и может поэтому определять сдвиги энергий в опытах типа эксперимента Гхошала.

Полный анализ этой проблемы требует соответствующего усреднения по спектрам угловых моментов компаунд-ядер, учета орбитального момента и спина, уносимых испущенными частицами, и получения явного выражения для  $\rho(U, I)$  [29, 30].

**Влияние спаривания на плотность уровней.** Зависимость плотности состояний от типа ядра проявляется в параметре  $a$ , пропорциональном, как уже было сказано, массовому числу ядра. Хорошо известно, однако, что эффект спаривания существенным образом влияет на энергию связи ядер [см. формулу (3) гл. II] и на спектр низколежащих энергетических состояний (см. раздел E гл. IX); можно ожидать, таким образом, что эти эффекты будут воздействовать и на плотность уровней в рассматриваемом

случае. С другой стороны, эффектов спаривания можно ожидать главным образом для низких энергетических состояний ядер, поскольку в более высоких состояниях, когда возбуждены многие нуклоны, маловероятно, чтобы две частицы оказались в спаренных состояниях (в смысле, подразумеваемом в разделе Е гл. IX), ибо существует и много других состояний с точно такой же энергией. В первом приближении эффект спаривания можно ввести в выражение для плотности уровней просто как сдвиг положения основного состояния. Это сказывается в изменении энергии возбуждения не над основным состоянием ядра, а над его фиктивным основным состоянием, которым оно обладало бы в отсутствие усиленной стабильности, возникшей за счет спаривания. Такой подход приводит к выражению вида

$$\rho(U) = c' \exp [2a^{1/2} (U - \delta_n - \delta_p)^{1/2}] \quad (58)$$

вместо (55). Величины  $\delta_n$  и  $\delta_p$  равны нулю при нечетных числах нейтронов и протонов соответственно; для четных чисел нейтронов и протонов они положительны, причем их численные значения зависят от величин этих четных чисел. Таким образом, плотность состояний нечетно-нечетного ядра при данной энергии возбуждения больше, чем у соседних четно-нечетного или нечетно-четного ядра, у которых она в свою очередь больше, чем у смежного четно-четного ядра. Детальное обсуждение величин  $\delta_n$  и  $\delta_p$  проводится в работе [20].

Влияние спаривания на плотность уровней ядра может быть весьма существенным, как это видно из рис. 59 и 64. Оба семейства функций возбуждения обнаруживают любопытную особенность: вероятность испарения протона и нейтрона возбужденным компаунд-ядром значительно выше, чем вероятность испускания двух нейтронов, несмотря на то что кулоновский барьер подавляет эмиссию протонов [см. формулу (48)]. Подобное усиление испускания протонов происходит благодаря тому, что в обоих примерах оставшееся ядро является четно-четным и, испустив два нейтрона, переходит в четно-четный продукт с низкой плотностью уровней по сравнению с нечетно-нечетным изобаром, образовавшимся при испарении нейтрона и протона. Если сечение обратного процесса в формуле (48) берется в виде

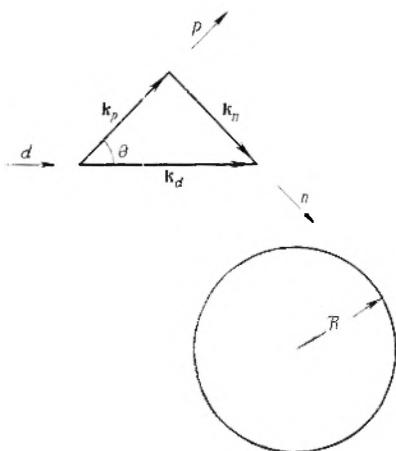
$$\sigma = \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{\varepsilon}\right),$$

где  $B$  — эффективный кулоновский барьер, а плотность уровней дается выражением (58), то равенство (48) можно проинтегрировать и получить вероятность (в единицу времени) испускания частицы  $j$ , являющуюся возрастающей функцией величины  $(U_C - S_j - B_j - \delta_n - \delta_p)$ . Таким образом, если сумма энергий связи нейтрона,  $\delta_n$  и  $\delta_p$  у ядра, образовавшегося при испускании нейтрона, оказывается больше соответствующей суммы плюс кулоновский барьер при испускании протона, то испарение протона может оказаться более вероятным, чем испускание нейтрона. Это — довольно обычное явление для компаунд-ядер с атомными номерами вплоть до 30—40; выше этого предела кулоновский барьер становится столь высоким, что обычно он оказывается решающим фактором и начинает преобладать эмиссия нейтронов. С помощью формулы (58) был достигнут значительный успех в интерпретации функций возбуждения [20]. Физический смысл величин  $\delta_n$  и  $\delta_p$  не совсем ясен. Этот вопрос обсуждается в работах [29] и [30].

### 3. ПРЯМЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В обзоре ядерных реакций в разделе В мы познакомились с двумя процессами, которые были отнесены к прямым взаимодействиям. Первый из них лучше всего проявляется в реакциях при высоких энергиях, когда предполагается, что падающая частица взаимодействует лишь с немногими нуклонами ядра: такие взаимодействия называют реакциями выбивания. Примером второго ядерного процесса может быть стриппинг дейтрона, когда лишь часть налетающей частицы сталкивается с ядром-мишенью. В следующих параграфах эти два процесса рассматриваются более детально.

**Реакции срыва (стриппинг).** Исследуя реакции срыва в области средних энергий (10–20 Мэв), можно определять энергии, равно как спины



Р и с. 75. Векторная диаграмма импульсов в реакции  $(d, p)$ ; протон испускается под углом  $\theta$ , а нейтрон захватывается при параметре удара  $R$ .

и четности возбужденных состояний ядер [32]. Чтобы понять, как это делается, рассмотрим, например, реакцию  $A(d, p)B^*$ ; в результате этой реакции ядро  $B$  остается в некотором возбужденном состоянии, энергию, спин и четность которого мы хотим определить. Наблюдение энергетического спектра образующихся при реакции протонов дает сведения (с учетом законов сохранения и при условии, что известна энергия связи нейтрона в  $B$ ) об энергии возбужденных состояний ядра  $B$ . Спин и четность состояния можно определить, анализируя соответствующее этому состоянию угловое распределение испущенных протонов. Рассмотрим векторную диаграмму импульсов частиц при  $(d, p)$ -реакции (рис. 75): дейтрон сближается с ядром, имея импульс  $k_d h$ , а протон покидает его с импульсом  $k_p h$  под углом  $\theta$  относительно направления падающего пучка. Импульсе захваченного нейтрона можно получить из условия сохранения импульса:

$$k_n^2 = k_d^2 + k_p^2 - 2k_d k_p \cos \theta. \quad (59)$$

Если нейтрон захватывается при параметре соударения  $R$ , то вносимый им орбитальный момент равен  $l_n h$ , где

$$l_n = k_n R \quad (60)$$

Поскольку, далее,  $k_d$  и  $k_p$  фиксированы в силу сохранения энергии, равенства (59) и (60) удовлетворяются (если это вообще имеет место) только при

некоторых определенных значениях  $\theta$ , соответствующих определенным значениям  $l_n$ . (Квантовомеханический анализ этой задачи несколько ослабляет данное условие.) В результате положение пика (или набора пиков) в угловом распределении испущенных протонов позволяет найти значение  $l_n$ . Спин возбужденного состояния ядра  $B$  можно «взять в вилку» посредством неравенства, непосредственно следующего из сохранения вращательного момента:

$$\left| \pm I_A \pm l_n \pm \frac{1}{2} \right| \leq I_B \leq I_A + l_n + \frac{1}{2}. \quad (61)$$

Сохранение четности требует, чтобы  $A$  и  $B$  обладали одинаковой четностью, если  $l_n$  — четное число, и противоположной, если  $l_n$  нечетно.

Бомбардирующие ядра (отличные от дейтрона) могут вступать в такие реакции, когда ядро-мишень и ядро-снаряд обмениваются между собой нуклонами (обычно нейтронами) при скользящих соударениях. Примерами могут служить  $(\alpha, d)$ -реакции, ведущие к низколежащим состояниям остаточного ядра, а также реакции  $(zX^A, zX^{A+1})$ , где  $zX^A$  может быть тяжелым ионом, например  $\text{Ne}^{20}$  [33]. При исследовании такого рода реакций иногда также возможно получить некоторую информацию о возбужденных состояниях, хотя анализ гораздо более сложен, особенно когда передается более одного нуклона или существует сильное кулоновское отталкивание, что наблюдается в реакциях передачи под действием тяжелых ионов.

**Реакции выбивания.** Возможно ли применение импульсного приближения для анализа реакций, осуществляющихся при высоких энергиях посредством индивидуальных нуклон-нуклонных соударений, также и в области средних энергий? Хотя такая возможность кажется сомнительной, на этот вопрос нелегко ответить категорично. По-видимому, все же можно думать, что эта слишком упрощенная модель может оказаться полезной даже для частиц средних энергий, взаимодействующих с внешними областями ядра (где плотность состояний мала). Можно представить себе такую картину: когда падающая частица средних энергий проникает в более плотные части ядра и захватывается там, происходит образование составного ядра; если же ее столкновения происходят только в диффузной части ядра, то идут процессы прямого взаимодействия.

Количественная сторона этой модели еще не разработана, однако прямое взаимодействие типа реакций выбивания обычно привлекается для качественной интерпретации тех результатов, которые не объясняются реакциями через составное ядро или стриппингом.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Оцените наиболее вероятную величину заряда для продукта с массовым числом 140, образовавшегося при делении урана-235 медленными нейтронами.

2. Определите в системе центра масс энергию столкновения протона ( $E = 10 \text{ Мэв}$ ) с ионом  $\text{O}^{16}$  ( $E = 40 \text{ Мэв}$ ), когда а) они движутся в одном и том же направлении и б) в противоположных направлениях.

Ответ: а) 2,4 Мэв.

3. Каковы дебройлевские длины волны в системе центра масс для столкновения, характеризующегося условиями упражнения 2?

4. Доказать равенство (25), пользуясь выражениями (23) и (24а).

5. Показать, что величина относительного импульса двух частиц в лабораторной системе та же, что и импульса *любой* частицы в системе центра масс.

6. На основании выражения (11а) доказать справедливость равенства (11в).

7. а) Вывести равенство (31а), вычисляя комплексную часть волнового числа  $k$ , которое определяется в примечании на стр. 333. б) Показать, что при малых значениях  $W_0/(\epsilon + V_0)$  равенство (31а) сводится к выражению (31б).

8. Вычислить мнимую часть потенциала, действующего на протон с энергией  $1 \text{ Бэв}$  в центре тяжелого ядра. Плотность в центре принять равной  $2 \cdot 10^{38} \text{ нуклон см}^{-3}$ , а среднее эффективное сечение пуклон-пуклонных столкновений при этой энергии — равной  $40 \text{ мбарн}$ . Действительной частью потенциала пренебречь по сравнению с  $1 \text{ Бэв}$ .  
*Ответ:  $\approx 115 \text{ Мэв}$ .*

9. Имея в виду использование циклотрона, ускоряющего ионы  $\text{He}^{2+}$  до  $40 \text{ Мэв}$ , дейтроны до  $20 \text{ Мэв}$  и протоны до  $10 \text{ Мэв}$ , предложите методы (мишень, тип и энергию падающей частицы) синтеза а)  $\text{Bi}^{210}$ , б)  $\text{Co}^{58}$  (с минимальной примесью  $\text{Co}^{56}$ ), в)  $\text{Se}^{75}$ , г)  $\text{Au}^{112}$ , д)  $\text{Ba}^{140}$ . Рассматриваются только мишени нормального изотопного состава. Должны учитываться радиохимическая чистота и хороший выход продуктов.

10. Показать, что вероятность испарения в единицу времени частицы  $j$  композит-ядром с энергией возбуждения  $U_j$  является функцией величины  $U_j - S_j - B_j - \delta_n - \delta_p$ , если сечение обратного процесса дается выражением (18), а плотность состояний выражением (58); заметьте, что равенство (58) предполагает нулевую плотность состояний ниже энергии возбуждения равной  $\delta_n + \delta_p$ .

11. Захват нейтронов ядром  $\text{Au}^{197}$  при энергиях нейтронов вплоть до нескольких сот эв характеризуется рядом резонансов. Наибольшим из них (и с наименьшей энергией) является резонанс при энергии  $4,906 \text{ эв}$ , для которого  $\Gamma_\gamma = 0,124 \text{ эв}$  и  $\Gamma_n = 0,0071 \text{ эв}^{1/2}$ . Образующееся при таком резонансном поглощении составное ядро имеет спин 2. Зная параметры резонанса, вычислите а) сечение поглощения золотом нейтронов с энергией  $0,025 \text{ эв}$ ; сравните полученный результат с экспериментальной величиной, приведенной в приложении В; б) сечение при резонансной энергии  $4,906 \text{ эв}$ .  
*Ответ: б)  $3,3 \cdot 10^4 \text{ барн}$  (экспериментальное значение  $3,0 \cdot 10^4 \text{ барн}$ ).*

12. Вычислить и графически изобразить энергетический спектр протонов, испаряемых ядром  $\text{Zn}^{67}$ , возбужденным до энергии  $15 \text{ Мэв}$ . Принять параметр плотности уровней  $a$  равным  $6,6 \text{ Мэв}^{-1}$ . Для сечения обратного процесса воспользоваться выражением  $\sigma = \pi R^2 (1 - \frac{B}{\epsilon})$ , где эффективный барьер  $B$  составляет  $0,7$  величины полного электростатического барьера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H o u c k F. S., M i l l e r J. M., Reactions of Alpha Particles with Iron-54 and Nickel-58, Phys. Rev., **123**, 231 (1961).
2. S h e r r R., B r a d y F. P., Spectra of  $(p, \alpha)$  and  $(p, p')$  Reactions, Phys. Rev., **124**, 1928 (1961).
3. C o h e n B. L., N e i d i g h R. V., Angular Distribution of 22-Mev Protons Elastically Scattered by Various Elements, Phys. Rev., **93**, 282 (1954).
4. H a r v e y B. G., Recoil Techniques in Nuclear Reactions and Fission Studies, Ann. Rev. Nuclear Sci., **10**, 235—258 (1958).
5. M e a d o w s J. W., Excitation Functions for Proton-Induced Reactions with Copper, Phys. Rev., **91**, 885 (1953).
6. O p p e n h e i m e r J. R., P h i l l i p s M., Note on the Transmutation Function for Deuterons, Phys. Rev., **48**, 500 (1935).
7. S e r b e r R., The Production of High Energy Neutrons by Stripping, Phys. Rev., **72**, 1008 (1947).
8. B o h r N., W h e e l e r J. A., The Mechanism of Nuclear Fission, Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
9. K a t c o f f S., Fission-Product Yields from Neutron Induced Fission, Nucleonics, **18**, № 11, 201 (March 1960).
10. W a h l A. C., F e r g u s o n R. L., N e t h a w a y D. R., T r o u t n e r D. E., W o l f s b e i g K., Nuclear-Charge Distribution in Low-Energy Fission, Phys. Rev., **126**, 1112 (1962).
11. Х а л и е р н. Деление ядер, физматгиз, М., 1962.
12. M i l l e r J. M., H u d i s J., H i g h - E n e r g y Nuclear Reactions, Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 159—202 (1959).

13. Serber R., Nuclear Reactions at High Energies, *Phys. Rev.*, **72**, 1114 (1947).
14. Metropolis N., Bivins R., Storm M., Turkevich A., Miller J. M., Friedlander G., Monte-Carlo Calculations of Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies, *Phys. Rev.*, **110**, 485 (1958).
15. Wilkinson D. H., Nuclear Photodisintegration, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **9**, 1—28 (1959).
16. Б л а т т Дж., В а й с к о н ф В., Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1954.
17. Kinsey B. B., Nuclear Reaction, Levels, and Spectra of Heavy Nuclei, *Encyclopedia of Physics*, Vol. 40 (S. Flügge, Editor), Springer-Verlag, Berlin, 1957.
18. Friedman F. L., Weisskopf V. F., The Compound Nucleus, Niels Bohr and the Development of Physics (W. Pauli, Editor), McGraw-Hill, New York, 1955, p. 134.
19. Rainwater J., Resonance Processes by Neutrons, *Encyclopedia of Physics*, Vol. 40 (S. Flügge, Editor), Springer-Verlag, Berlin, 1957.
20. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G., Monte-Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III Applications to Low-Energy Reactions, *Phys. Rev.*, **116**, 683 (1960).
21. Shapiro M. M., Cross Sections for the Formation of the Compound Nucleus by Charged Particles, *Phys. Rev.*, **90**, 171 (1953).
22. Huizenga J. R., Igo G., Theoretical Reaction Cross Sections for Alpha Particles with an Optical Model, *Nucl. Phys.*, **29**, 462 (1962).
23. Fernbach S., Serber R., Taylor T. B., The Scattering of High Energy Neutrons by Nuclei, *Phys. Rev.*, **75**, 1352 (1949).
24. Barschall H. H., Regularities in the Total Cross Sections for Fast Neutrons, *Phys. Rev.*, **86**, 431 (1952).
25. Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F., Model for Nuclear Reactions with Neutrons, *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
26. Glauber R. J., High-Energy Scattering, *Lectures in Theoretical Physics*, Vol. 1 (W. E. Britten and B. W. Downs, Editors), Interscience, New York, 1962.
27. Bohm N., Neutron Capture and Nuclear Constitution, *Nature*, **137**, 344 (1936).
28. Ghoshal S. N., An Experimental Verification of the Theory of Compound Nucleus, *Phys. Rev.*, **80**, 939 (1950).
29. Ericson T., The Statistical Model and Nuclear Level Densities, *Phil. Mag. Supp.*, **9**, № 36, 425 (1960).
30. Lang D. W., Nuclear Correlations and Nuclear Level Densities, *Nuclear Phys.*, **42**, 353 (1963).
- 31\*. Grover J. Robb, Effects of Angular Momentum and Gamma-Ray Emission on Excitation Functions, *Phys. Rev.*, **127**, 2142 (1962).
32. Huby R., Stripping Reactions, *Progress in Nuclear Physics*, Vol. 3 (O. Frisch, Editor), Pergamon, London, 1953, p. 177.
33. Breit G., Theory of Resonance Reactions and Allied Topics, *Encyclopedia of Physics*, Vol. 41—1, p. 367 (S. Flügge, Editor), Springer-Verlag, Berlin, 1959.

## Источники бомбардирующих ядерных частиц

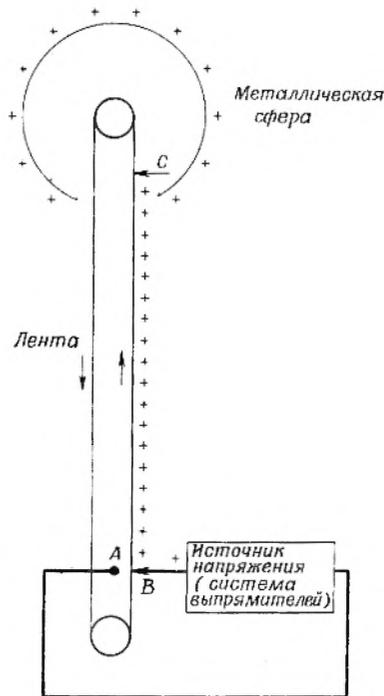
### А. УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Со времени открытия ядерных превращений в 1919 г. и до 1932 г. единственными известными источниками частиц, способных вызывать ядерные реакции, были природные  $\alpha$ -излучатели. И на протяжении этого тринадцатилетнего периода единственным известным типом ядерных превращений были реакции  $(\alpha, p)$ . В экспериментах по ядерным превращениям чаще всего применялись естественные  $\alpha$ -излучатели  $\text{Po}^{210}$  ( $5,30 \text{ Мэв}$ ,  $t_{1/2} = 138 \text{ дней}$ ) и  $\text{RaC}'$  ( $7,69 \text{ Мэв}$ ,  $t_{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ ), использовавшийся в равновесии со своим  $\beta$ -активным предшественником  $\text{RaC}$ . В настоящее время применение природных источников  $\alpha$ -частиц для осуществления ядерных реакций представляет главным образом исторический интерес, ибо с помощью созданных человеком ускорителей тяжелых заряженных частиц достигнуты гораздо большие интенсивности и энергии. Ускорение ионов до энергий, достаточно больших для осуществления ядерных превращений, впервые было достигнуто с помощью высокого напряжения, приложенного к ускорительной трубке. К устройствам такого типа относятся умножитель напряжения (каскадный выпрямитель) Кокрофта и Уолтона, который до сих пор широко применяется для ускорения ионов до  $1 \text{ Мэв}$ , и каскадный трансформатор, созданный Лауритсеном и его сотрудниками в Калифорнийском технологическом институте.

**Электростатический генератор Ван де Граафа.** Применение электростатической машины для создания высокого напряжения, ускоряющего положительные ионы, впервые было предложено и осуществлено в 1929 г. Ван де Граафом из Массачусетского технологического института. В генераторе Ван де Граафа высокое напряжение создается и поддерживается на проводящей сфере посредством непрерывной передачи ей статического заряда от движущейся ленты. Принцип работы генератора иллюстрируется рис. 76. Изготовленная из шелка, резины, бумаги или некоторых других подходящих изоляционных материалов лента приводится в движение мотором и системой роликов. Она проходит сквозь щель  $AB$ , соединенную с источником постоянного высокого напряжения (от 10 до 30 кВ), и устанавливается таким образом, чтобы на острие в точке  $B$  поддерживался непрерывный заряд. Таким образом, положительные (или отрицательные) заряды стекают с острия иглы  $B$  на ленту, которая их уносит внутрь изолированной металлической сферы; там в свою очередь имеется другое острие или острозубый гребень  $C$ , соединенный со сферой и снимающий с ленты заряды, которые затем распределяются по поверхности сферы. Сфера будет заряжаться до тех пор, пока потери поверхностного заряда из-за

коронного разряда и за счет утечки по изоляторам не компенсируют вносимый лентой заряд. Создаваемый электростатическим генератором ток зависит от скорости поступления заряда на сферу.

Первая установка Ван де Граафа состояла из двух сфер, каждая диаметром  $\sim 60$  см, причем одна из них находилась под напряжением  $+750$  кВ относительно земли, а другая — под таким же отрицательным потенциалом. В большинстве современных электростатических генераторов используется всего один электрод и ускорение ионов происходит между



Р и с. 76. Схематическое изображение заряжающего устройства в генераторе Ван де Граафа.

ним и заземленным электродом, ибо достигаются значительные практические преимущества, когда большая часть вспомогательного оборудования работает при потенциале земли.

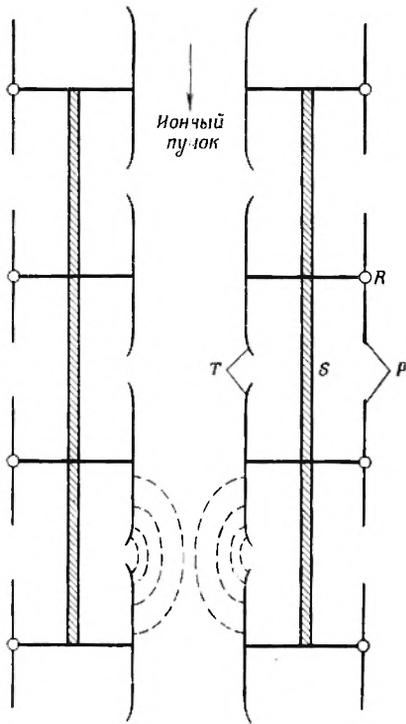
В силу ограничения ускоряющего напряжения электростатического генератора пробоем газа, окружающего заряженный электрод, желательно создавать такие условия, при которых пробивное напряжение будет максимально. Его величина является функцией давления и проходит через минимум при довольно низком давлении (доли атмосферы). Поэтому выгодно, чтобы генератор работал либо при большом разряжении, что чрезвычайно трудно, либо под высоким давлением. Многие электростатические генераторы целиком заключены в стальной кожух, внутри которого поддерживается давление в 10 и более атмосфер. Дальнейшим усовершенствованием является применение газов, обладающих большими, чем у воздуха, напряжениями пробоя. Наиболее широко используется азот; очень полезно оказалось применение шестифтористой серы. Дополнительное преимущество этих газов перед сильно сжатым воздухом состоит в том, что они не поддерживают при возникновении искры горения конструкционных материалов. Находящиеся в эксплуатации электростатические генераторы (со сжатым газом) способны ускорять протоны или другие положительные ионы до  $2-6$  Мэв.

В продаже имеется целый ряд моделей для ускорения положительных ионов и электронов до  $5,5$  Мэв. Величина тока протонов обычно достигает  $500$  мка, а ток электронов может быть еще больше.

Ионный  
источник



Р и с. 77. Схема части ускорительной трубки.



Электростатические генераторы используются в основном для таких ядернофизических работ, в которых требуется высокая точность, недостижимая с помощью других машин (например, циклотронов), ибо они сообщают ионам строго контролируемую энергию (постоянную с точностью около  $0,1\%$  и разбросом по энергии примерно такого же порядка величины).

**Ускорительные трубки.** Любое устройство для ускорения ионов посредством высокого напряжения должно содержать ускорительную трубку, к которой прикладывается разность потенциалов. Кроме того, оно должно включать расположенный вблизи высоковольтной части ионный источник, систему ускоряющих электродов и мишень (под низким напряжением); все устройство соединяется системой насосов и вакуумируется.

Ионный источник представляет собой приспособление для ионизации соответствующего газа (водород, дейтерий, гелий) в дуговом разряде или с помощью электронного пучка; через специальное отверстие ионы выводятся из источника и попадают в ускоряющую систему. В электронных ускорителях в качестве источника используется электронная пушка.

Типичная ускорительная трубка состоит (рис. 77) из нескольких стеклянных или фарфоровых секций  $S$ . Внутри трубки располагаются металлические секции  $T$ , определяющие траекторию ионного пучка. Каждая металлическая секция поддерживается диском, который находится между двумя изолирующими цилиндрами и, выходя в заполненное газом пространство, соединяется с коронирующим кольцом  $R$ , снабженным коронирующими остриями  $P$ . Эти коронирующие острия и кольца служат для создания однородного распределения потенциала по длине трубки за счет коронного разряда, возникающего между ее высоковольтным и низковольтным концами. Разность потенциалов между двумя последовательными секциями составляет — в зависимости от их числа — от  $10$  до нескольких сот киловольт. Каждый зазор между двумя сопряженными сек-

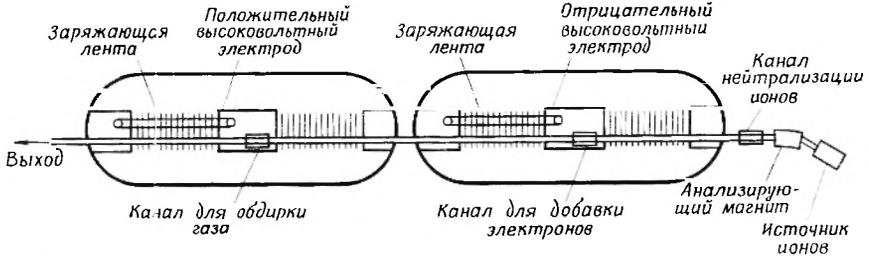
циями оказывает как фокусирующее, так и дефокусирующее действие на проходящий по трубке пучок ионов. Ионы стремятся двигаться вдоль силовых линий электрического поля (на рис. 77 дается пример таких линий между парой секций). При входе в зазор ионы фокусируются, а при выходе из него — дефокусируются, однако, поскольку ионы движутся медленнее при входе, чем при выходе из зазора, фокусирующее действие оказывается сильнее последующей дефокусировки. Можно получить хорошо сфокусированные пучки, сечение которых меньше  $0,1 \text{ см}^2$ . Следует отметить, что в ионном источнике, содержащем газообразный водород, получают не только протоны, но и ионы молекулярного водорода  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$ ; они также ускоряются в трубке, но с помощью магнитного анализатора могут быть отделены от протонов, прежде чем попадут на мишень. Один из таких пучков используется обычно после магнитного анализа для точного автоматического контроля энергии. Положение отклоненного пучка на системе щелей зависит от его энергии, и, вводя обратную связь между этой системой и устройством, распределяющим высокое напряжение, можно подстраивать ускоряющий потенциал в нужную сторону.

В электростатических генераторах, работающих при высоком давлении, заряжающая система, высоковольтный электрод и ускорительная трубка заключены все вместе в стальной кожух, содержащий сжатый газ.

**Тандемный генератор Ван де Граафа.** Энергия частиц, ускоряемых с помощью электростатических генераторов, была значительно увеличена благодаря использованию принципа «тандема» — остроумной идеи, впервые предложенной в 1936 г., но реализованной лишь двадцатью годами позже. В двухкаскадном тандемном генераторе Ван де Граафа посредством бомбардировки электронами создаются отрицательные ионы (такие, как  $\text{H}^-$ ), которые ускоряются в направлении положительного высоковольтного электрода, расположенного в средней части кожуха со сжатым газом. Внутри этого электрода отрицательные ионы, имеющие энергию  $5-10 \text{ Мэв}$ , проходят сквозь наполненный газом канал, где с них обдираются электроны. Образовавшийся при этом пучок положительных ионов ускоряется далее обычным способом в направлении заземленного электрода. Выпускаются двухкаскадные тандемы, обеспечивающие ток протонов ( $E = 20 \text{ Мэв}$ ) порядка нескольких микроампер. Ток в такого рода машинах, как правило, меньше, чем в обычных генераторах Ван де Граафа, что связано с трудностью изготовления эффективных источников отрицательных ионов. Сообщалось об ускорении в тандемных генераторах пучков гелиевых ионов, хотя образование ионов  $\text{He}^-$  и особенно  $\text{He}^{2-}$ , является, конечно, весьма удивительным явлением.

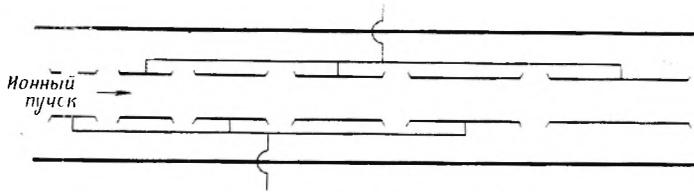
Дальнейшее повышение энергии может быть достигнуто в трехкаскадном варианте тандемного генератора Ван де Граафа. В этом случае требуется два отдельных кожуха — один с отрицательным, другой с положительным высоковольтным оконечным электродом. На рис. 78 дается схематическое изображение такого устройства. Полученные в обычном источнике положительные ионы частицы после магнитного анализа нейтрализуются при бомбардировке электронами. Пучок созданных таким путем нейтральных частиц дрейфует затем к отрицательному электроду (расположенному внутри первого кожуха), где при присоединении электронов образуются отрицательные ионы, ускоряющиеся далее в направлении заземленного электрода. На этой стадии пучок отрицательных ионов переходит из первого кожуха во второй и испытывает два каскада ускорения, аналогичного действию двухкаскадного тандема. В настоящее время соо-

ружается целый ряд трехкаскадных генераторов Ван де Граафа тандемного типа. Ожидается, что на них можно будет получать протоны с энергиями до 30 Мэв.



Р и с. 78. Схематическое представление трехступенчатого генератора Ван де Граафа тандемного типа [1].

**Линейный ускоритель.** Во всех упоминавшихся до сих пор устройствах для ускорения ионов должен прилагаться высоковольтный потенциал, по величине соответствующий конечной энергии ионов, и поэтому в такого рода установках возникают ограничения, обусловленные пробоями изоляции. Эти проблемы в значительной мере снимаются в машинах, использующих повторяющееся ускорение ионов при прохождении небольших разностей потенциалов.

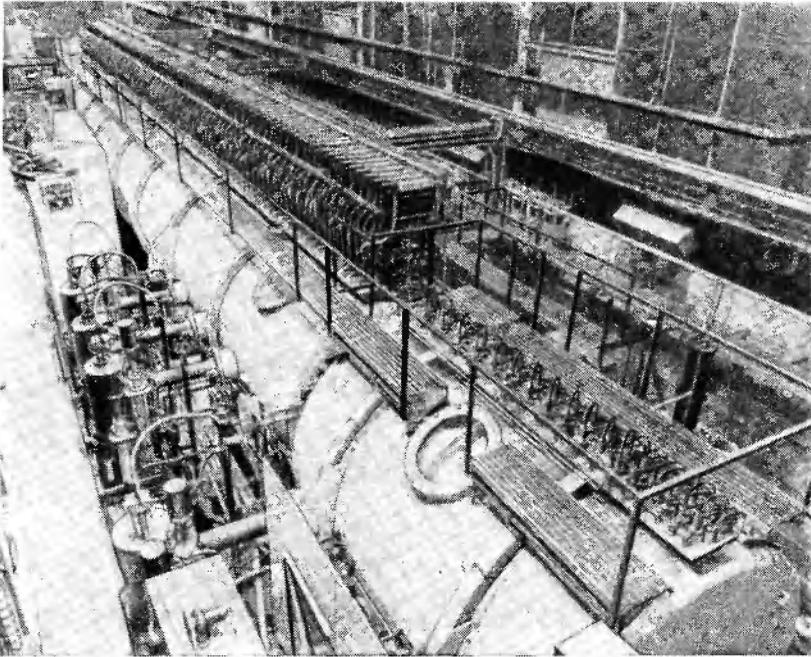


Р и с. 79. Схема ускорительной трубки линейного ускорителя.

Впервые такая возможность была использована в линейном ускорителе. В ранних вариантах такой машины пучок ионов из ионного источника инжектировался в ускорительную трубку, содержащую ряд коаксиальных цилиндрических секций. (См. рис. 79, на котором дается схематический разрез ускорительной трубки.) Все четные секции соединены в одну группу электродов, а все нечетные — в другую, и между ними прикладывается высокочастотное переменное напряжение от генератора. Движущийся вдоль трубки ион будет ускоряться в зазоре между электродами, если, конечно, напряжение будет в нужной фазе. При надлежащем выборе частоты и длины секций можно создать систему, в которой ионы будут проходить зазор в фазе, соответствующей ускорению. Длины следующих друг за другом электродов должны быть таковы, чтобы ионы находились в пределах каждой секции как раз полпериода. Ускорение происходит в каждом зазоре, однако в отличие от фокусировки в ускорительных трубках с постоянным высоким напряжением в большинстве линейных ускорителей движение ионов сопровождается их дефокусировкой из-за возрастания высокочастотного поля во время прохождения частиц через зазор. Поэтому необходимо применение специальных фокусирующих устройств, например магнитных линз.

Первый линейный ускоритель был построен в 1928 г. Видероэ; это была двухкаскадная установка, ускорявшая положительные ионы до

~ 50 кэв. В 1931 г. Лоуренс и Слоун в Беркли сумели ускорить ионы ртути до 1,26 Мэв в ускорительной системе с 30 зазорами. В начале 30-х годов во многих лабораториях интенсивно развивались работы по конструированию линейных ускорителей. Поскольку, однако, почти в то же самое время был создан циклотрон, обладавший очевидными преимуществами, внимание к линейным ускорителям было ослаблено начиная с 1934 г. и вплоть



Р и с. 80. Линейный ускоритель тяжелых ионов Йельского университета. В коротком баке, который виден на переднем плане, получаемые в полном источнике ионы (например,  $C^{2+}$ ) ускоряются приблизительно до энергии 1 Мэв на нуклон. В промежутке между двумя баками с ионов еще дополнительно обдираются электроны в струе газа; образующиеся при этом многозарядные ионы (такие, как  $C^{6+}$ ) попадают в длинную основную камеру, где ускоряются до 10 Мэв на нуклон.

до послевоенных лет, когда появление мощных микроволновых генераторов сделало возможным ускорение до высоких энергий в сравнительно небольших линейных ускорителях. С 1946 г. были разработаны и построены машины различных конструкций — одни с бегущей волной, другие со стоячей. Превосходные обзоры конструкций «линаков», как часто называют линейные ускорители, можно найти в работах [2—4]. Среди действующих протонных линейных ускорителей наибольшая энергия (70 Мэв) достигнута на машине Миннесотского университета. Линейные ускорители используются для инъекции протонов с энергией 50 Мэв в женевском и брукхэвенском синхротронах с переменным градиентом (см. ниже). Для ускорения тяжелых ионов (от  $He^4$  до  $Ag^{40}$ ) Калифорнийским и Йельским университетами был разработан совместный проект, и в настоящее время в обоих центрах работают «хайлаки» (линейные ускорители тяжелых ионов), создающие пучки тяжелых ионов с энергией 10 Мэв на нуклон. На рис. 80 показан йельский ускоритель. Подобный же ускоритель тяже-

лых ионов работает в Харькове (СССР). Существующие линейные ускорители протонов и тяжелых ионов дают средние токи в пучке до нескольких микроампер, однако вполне достижимы токи протонов в миллиамперном интервале. На таких ускорителях пучки всегда пульсирующие.

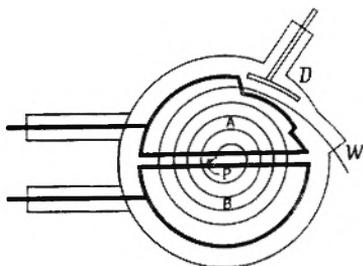
Работа электронных линаков проще, чем протонных, поскольку уже при энергиях в несколько  $Mэв$  электроны движутся с околосветовыми скоростями и поэтому могут проходить волновод вместе с ускоряющей волной, и нет необходимости в дрейфовых трубках или других электродных устройствах (назначение которых состоит в экранировке частиц во время «обратной» фазы высокочастотного поля). С другой стороны, допуски на размеры волновода чрезвычайно малы, ибо фазовая скорость бегущей волны должна поддерживаться с высокой степенью точности, чтобы в течение всего времени удерживать электроны в ускоряющей фазе. В настоящее время построен целый ряд линейных ускорителей электронов с различными максимальными энергиями. Крупнейшими электронными линаками являются ускорители на  $1 Bэв$  в Стэнфордском университете (США) и в Орсе (Франция), а также почти законченный линейный ускоритель на  $2 Bэв$  в Харькове (СССР). Длина станфордского ускорителя достигает  $67 м$ , а высокочастотная мощность в волноводе обеспечивается 22 килотронами, каждый из которых отдает  $17\ 000 квт$  при частоте около  $3000 Мгц$ . В Стэнфорде строится еще большая машина — две мили в длину; предполагается, что вначале она будет ускорять электроны до  $20 Bэв$ , а по завершении строительства — до  $40 Bэв$ .

Для ускорения электронов до энергий во много  $Bэв$  линейные ускорители, несомненно, наиболее удобны, ибо позволяют избежать огромных потерь энергии на излучение, присущих всем электронным ускорителям циклического типа (см. ниже). С другой стороны, для ускорения протонов до очень высоких энергий ( $\gg 100 Mэв$ ) в силу экономических соображений более предпочтительными могут оказаться ускорители циклического типа. Однако, несмотря на это, очевидные достоинства хорошо сфокусированных прямолинейных пучков побудили некоторые группы физиков к сооружению линаков для ускорения протонов до  $\sim 1 Bэв$ . Создание такого рода машин с технической точки зрения вполне возможно.

**Циклотрон.** По-видимому, наиболее удачным сооружением для ускорения положительных ионов до энергий в миллионы электронвольт явился циклотрон, предложенный Лоуренсом в 1929 г. Эта машина претерпела замечательное развитие [4] — от первой модели, ускорявшей протоны до  $80 квэв$  (1930 г.), до современных гигантских синхроциклотронов, сообщаящих протонам энергию вплоть до  $700 Mэв$ .

Как и в линейном ускорителе, в циклотроне применяется многократное ускорение высокочастотным (ВЧ) полем. Однако благодаря наложенной магнитного поля ионы движутся не вдоль прямой трубы, а по спиральной траектории, состоящей из целой серии полукружностей возрастающего радиуса. Принцип действия циклотрона иллюстрируется на рис. 81. Ионы образуются в дуговом разряде ионного источника  $P$ , расположенного вблизи центра зазора между двумя полыми полукруглыми электродами  $A$  и  $B$ , которые называются «дуантами». Дуанты заключаются в вакуумную камеру, которая располагается между круглыми полюсными наконечниками электромагнита и к которой подключается необходимая система вакуумных насосов. На дуанты подается высокочастотное напряжение от специального ВЧ-генератора. Выходящие из источника положительные ионы начинают ускоряться в направлении дуанта, который в этот момент

находится под отрицательным потенциалом. Как только он достигнет внутренней полости дуанта, где поле отсутствует, на него перестают действовать электрические силы, однако перпендикулярное плоскости дуантов магнитное поле вынуждает ионы двигаться по полукруговой траектории. И если частота изменения потенциала такова, что поле меняет свое направление как раз за время, в течение которого ион вновь попадает в зазор между дуантами, то он снова будет ускоряться — на этот раз в направлении другого дуанта. Его скорость увеличилась, и поэтому он движется



Р и с. 81. Вакуумная камера циклотрона. Ионы начинают двигаться от источника  $P$  по спиральным траекториям. Показаны дуанты  $A$  и  $B$ , дефлектор  $D$  и выходное окошко  $W$ .

по полуокружности большего радиуса, чем до этого; однако, как станет ясно из уравнений движения, время дрейфа иона по каждой полуокружности не зависит от радиуса. И хотя ион описывает все большие и большие полуокружности, он тем не менее продолжает попадать в зазор, когда переменное напряжение имеет фазу, соответствующую ускорению. При каждом прохождении щели ион приобретает дополнительную кинетическую энергию, равную произведению заряда иона на разность потенциалов на дуантах. Наконец, по достижении ионом периферии системы дуантов он уводится с круговой орбиты с помощью отрицательно заряженной дефлекторной пластины  $D$ , выводится в окошко  $W$  и направляется на мишень.

Уравнение движения иона с массой  $M$ , зарядом  $e$  и скоростью  $v$  в магнитном поле  $H$  следует из условия равенства центростремительной силы магнитного поля  $Hev$  центробежной силе  $Mv^2/r$ , где  $r$  — радиус орбиты иона:

$$Hev = \frac{Mv^2}{r} \quad \text{и} \quad r = \frac{Mv}{He}. \quad (1)$$

Зная, что угловая скорость  $\omega = v/r$ , получаем

$$\omega = \frac{He}{M}. \quad (2)$$

Из этого равенства ясно, что угловая скорость не зависит от радиуса и скорости иона, а необходимое для прохождения половины оборота время постоянно для всех ионов с одинаковым  $e/M$  при условии, что постоянна и напряженность магнитного поля. На практике так и получается: магнитное поле не меняется,  $e/M$  представляет собой характеристику используемого типа ионов, и поэтому  $\omega$  является константой. Частота ускоряющего поля должна выбираться таким образом, чтобы период равнялся времени, в течение которого ионы совершают один оборот. При  $H = 15000$  гаусс и величине  $e/M$ , соответствующей протону, частота обращения  $\omega/2\pi$  (и, следовательно, необходимая частота генератора) оказывается [согласно

уравнению (2) равной около  $23 \cdot 10^6$  гц. Для дейтронов или ионов гелия ( $\text{He}^{2+}$ ) при том же самом  $H$  частота будет вдвое меньшей. Большинство циклотронов ускоряет дейтроны или ионы гелия, и в этом случае, как правило, используются ВЧ-генераторы, настроенные на  $\sim 11$  или  $12$  Мгц.

Из равенства (2) видно, что в данном циклотроне как напряженность магнитного поля, так и частоту генератора можно не изменять, если надо ускорять различные ионы с одинаковыми  $e/M$ , как, например, дейтроны и  $\alpha$ -частицы. Равенство (1) показывает, что достигаемая на заданном радиусе скорость одинакова для всех ионов с одинаковым  $e/M$ ; следовательно,  $\alpha$ -частицы ускоряются до такой же скорости, что и дейтроны, а их энергия при этом вдвое больше. Чтобы ускорять протоны в циклотроне, предназначенном для ускорения дейтронов, нужно либо приблизительно вдвое увеличить частоту (что обычно не делается), либо вдвое уменьшить  $H$ . Хотя второй путь уменьшает эффективность использования магнита, он тем не менее обычно и выбирается; конечная скорость снова будет такой же, что и у дейтронов (1), и, следовательно, протоны ускоряются до энергии вдвое меньшей, чем дейтроны.

Возводя в квадрат уравнение (1), получаем

$$r^2 = \frac{M^2 v^2}{H^2 e^2},$$

или

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{H^2 e^2}{2M} r^2. \quad (3)$$

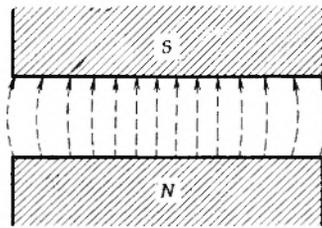
Таким образом, конечная энергия, приобретаемая данным ионом, изменяется как квадрат радиуса орбиты частицы в циклотроне. При  $H = 15000$  гаусс энергия дейтрона  $E = 0,035r^2$  Мэв, если  $r$  выражен в дюймах. Размер циклотрона определяется, как правило, диаметром полюсных наконечников его магнита.

Из уравнений движения следует, что ион может попадать в ускоряющий зазор при любой фазе потенциала на дуанте и находиться при этом в резонансе с высокой частотой. Как установлено, приобретаемая ионом конечная энергия совершенно не зависит от приращения энергии при каждом прохождении ионом зазора между дуантами. Практически, однако, интенсивность пучка определяется лишь теми ионами, которые с самого начала попадают в зазор в благоприятной фазе высокочастотного поля (на протяжении примерно трети цикла). Во избежание трудностей, обусловленных чрезмерными сдвигами фаз между пучком и ВЧ-напряжением, а также слишком большими орбитами ионов, к дуантам обычно прикладывают довольно высокие напряжения (20—200 кэ).

Очень важным достоинством циклотрона является обеспечиваемая им фокусировка ионного пучка. Электростатическая фокусировка в зазоре между дуантами совершенно аналогична той, что происходит в высоковольтных ускорительных трубках. Однако этот эффект становится ничтожно малым с возрастанием энергии ионов. Но при этом по мере передвижения ионов к периферии все в большей степени проявляются эффекты магнитной фокусировки. Это легко уяснить по виду магнитного поля, показанного на рис. 82. Вблизи краев полюсных наконечников силовые линии магнитного поля искривлены, и поэтому поле обладает горизонтальной компонентой, обеспечивающей силу, которая действует на ион в направлении медианной плоскости в том случае, если ион движется по орбите, находящейся выше или ниже этой плоскости. Подобная фокусировка

настолько хороша, что на мишени пучок ускоренных частиц обычно имеет протяженность по высоте менее 1 см.

До сих пор не обращалось внимания на одну трудность, которая обусловлена релятивистским возрастанием массы ионов при их ускорении до высоких энергий. Это увеличение составляет около 0,5% для дейтронов с энергией 10 *Мэв* и примерно 5% для дейтронов с энергией 100 *Мэв*. Из соотношения (2) ясно, что частота обращения иона может остаться постоянной, если увеличение массы будет скомпенсировано пропорциональным увеличением напряженности поля. Когда такие релятивистские эффекты малы, то увеличение поля к периферии может быть легко достигнуто



Р и с. 82. Форма магнитного поля в зазоре магнита циклотрона.

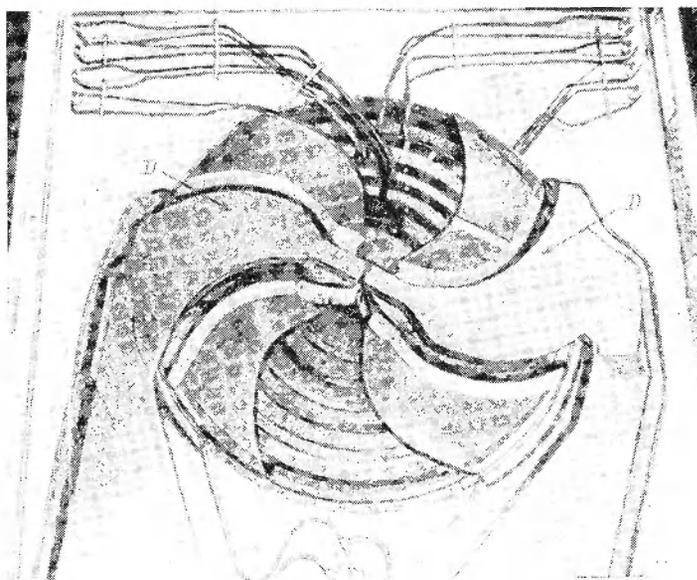
посредством незначительного формирования поля по радиусу (шиммированием полюсов магнита\*). Заметим, однако, что подобное формирование поля создает участки магнитной дефокусировки. В случае умеренного релятивистского увеличения массы эта трудность преодолевается главным образом повышением потенциала на дуантах и переходом, таким образом, к укороченным траекториям ионов.

В настоящее время в США работает почти тридцать стандартных циклотронов и приблизительно столько же имеется в других странах; среди них — несколько таких, диаметр полюсов которых достигает 1,5 м, что позволяет ускорять дейтроны до ~20 *Мэв*, а ионы гелия — до ~40 *Мэв*. Релятивистское увеличение массы ограничивает достигаемые на обычных циклотронах энергии 25 *Мэв* для дейтронов и 50 *Мэв* для гелиевых ионов. Ток внутреннего пучка в современных циклотронах достигает величины в сотни микроампер; токи выведенных пучков несколько меньше. Большие токи пучков создали весьма серьезную проблему охлаждения мишени. При поглощении мишенью частиц с энергией 20 *Мэв*, ток которых составляет 100 *мкА*, в ней рассеивается мощность в 2000 *вт*; в этих условиях в отсутствие водяного охлаждения расплавляются даже железные мишени.

**Циклотрон томасовского типа (с секторной фокусировкой).** Метод преодоления ограничения энергии при циклотронном ускорении был предложен Томасом [5] еще в 1938 г., но применяться стал лишь почти двадцатью годами позже (см. работы [2, 3]). Томас показал, что азимутальные

\* В каждом данном циклотроне конфигурация поля формируется несколько по-разному для протонов или дейтронов из-за различия релятивистских эффектов. По этой причине предназначенный для ускорения дейтронов циклотрон не дает без существенной перестройки достаточно хороших протонных пучков. Наилучшие пучки протонов получаются при ускорении ионов  $H_2^+$  при максимальной величине поля; требования к форме магнитного поля при ускорении  $H_2^+$  и  $D^+$  почти одинаковы. Конечная энергия протона будет одна и та же вне зависимости от того, ускоряются ли ионы  $H_2^+$  при максимальном поле или же ионы  $H^+$  при вдвое меньшей напряженности.

вариации магнитного поля могут обеспечить аксиальную фокусировку (т. е. фокусировку в направлении, перпендикулярном плоскости полюсных наконечников). Создавая увеличение *среднего* поля по радиусу (что требуется для компенсации релятивистского возрастания массы), можно обеспечить фокусировку благодаря азимутальным вариациям поля. Было показано, что в такого рода машине частицы могут ускоряться до кинетической энергии, приблизительно равной энергии, соответствующей их массе покоя. Периодические азимутальные вариации поля получаются при использовании полюсов, имеющих секторные «холмы» и «долины» (рис. 83).



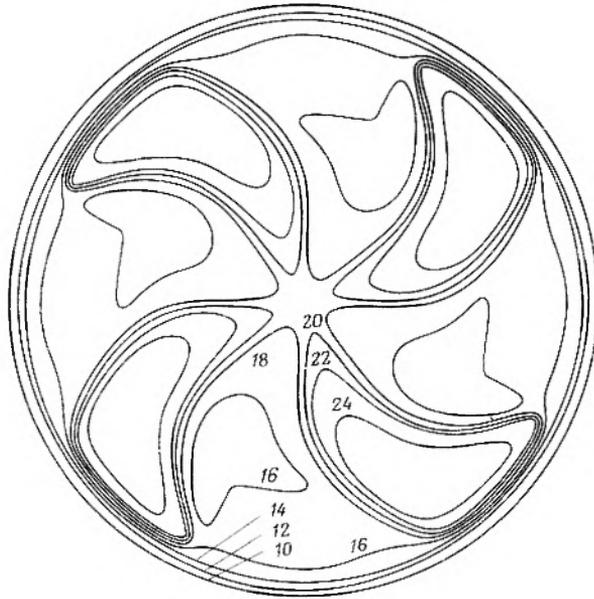
Р и с. 83. Вид нижнего полюсного наконечника изохронного циклотрона на 50 Мэв Калифорнийского университета. Два «дуанта» (указанные буквами *D*) располагаются в тех местах, где находятся секторные впадины в полюсном наконечнике.

В большинстве (но не во всех) ускорителях секторы обладают спиральными, а не радиальными контурами. Поэтому часто употребляется выражение «циклотрон со спиральной дорожкой», хотя более употребительны названия «изохронный циклотрон», «циклотрон с секторной фокусировкой» или «с азимутальной вариацией поля» (АВЦ). Определение «изохронный» отражает то обстоятельство, что в такого рода машине в отличие от синхротронного (см. ниже) время одного оборота (либо частота обращения) сохраняется постоянной, как и в обычном циклотроне, хотя как магнитное поле  $H$ , так и масса  $M$  изменяются вдоль траектории иона. Отметим, что во всех циклотронах магнитное поле не меняется во времени.

В существующих «изохронных» циклотронах используется три-четыре пары секторных впадин и выступов, однако имеются проекты с шестью или восемью парами. В различных проектах отношение ширины выступа к ширине впадины принимает довольно разные значения, но обычно составляет от 0,25 до 0,7. Форма полюсных наконечников должна при этом обеспечивать увеличение поля по радиусу, что необходимо из-за релятивистского возрастания массы (обычно формирование полюсов выполняет-

ся как по выступам, так и по впадинам). В результате форма полюсов и конфигурация поля могут стать весьма сложными, что иллюстрируется на рис. 83 и 84. Отыскание нужной формы полюсных наконечников требует обыкновенно модельных опытов в сочетании с машинными вычислениями. Конструкция дуантов также часто бывает необычной, поскольку она должна соответствовать полюсам магнита (рис. 83).

В 1964 г. в нескольких странах действовало (или же вводилось в эксплуатацию) примерно две дюжины АВП-циклотронов. Диаметр полюсов



Р и с. 84. Топография магнитного поля в медленной плоскости циклотрона с секторной фокусировкой на 50 *Мэв*. Цифры на контурных линиях означают напряженности поля в килогауссах [16].

в таких ускорителях может достигать 230 см, а энергии протонов — около 80 *Мэв*; при этом ток внутреннего пучка достигает примерно 1 *ма*. Если в такого рода циклотронах предусмотрены специальные корректирующие обмотки, то ускоритель приобретает большую гибкость в том, что касается ускорения различных частиц ( $H^2$ ,  $He^3$ ,  $He^4$  и тяжелые ионы) и изменения их энергии. Токи в этих обмотках могут программироваться таким образом, чтобы обеспечить конфигурацию поля, необходимую для ускорения определенного типа иона до определенной энергии. Подобные достоинства побудили к реконструкции ряда стандартных циклотронов в ускорители с секторной фокусировкой. В нескольких лабораториях в настоящее время разрабатываются проекты АВП-циклотронов для ускорения протонов (и других ионов) до гораздо более высоких энергий — порядка 800 *Мэв*. Вывод пучка из таких ускорителей представляет трудную задачу, которая, однако, уже решена.

**Синхроциклотрон.** Другой способ преодоления релятивистского ограничения энергии в циклотронах заключается в модуляции частоты генератора. Несмотря на очевидность такого решения, следующего из основ-

ных уравнений циклотрона, оно серьезно не рассматривалось вплоть до 1945 г., ибо поддержание синхронизма между частотой генератора и частотой обращения частицы представлялось в то время делом чрезвычайно трудным. Открытие в 1944—1945 гг. принципа фазовой устойчивости (независимо сформулированного Векслером в СССР и Макмилланом в США) позволило преодолеть эту трудность с помощью «средств, уже предусмотренных самой природой» (Макмиллан [4]).

Не вдаваясь в количественную теорию, можно легко качественно представить, как осуществляется фазовая устойчивость в любом циклическом резонансном ускорителе\*. Представим себе, что при прохождении ускоряющей щели частица получает приращение энергии большее, чем ей полагается; тогда ее последующая орбита будет иметь радиус больший, чем в том случае, когда частица имела бы в точности «истинную» энергию, и, следовательно, необходимое для одного оборота время будет велико (больше одного периода ВЧ-напряжения). Если ускоритель настроен так, что частицы проходят щель, когда фаза синусоидального ВЧ-напряжения меняется от  $90^\circ$  до  $180^\circ$  (уменьшаясь во времени), то частица, ранее получившая слишком большое приращение энергии и поэтому попадающая в щель позже, получит меньшее ускорение. Обратно, частица, обладающая слишком малой энергией, движется по орбите, радиус которой меньше равновесного; она попадает в ускоряющий зазор раньше и получает поэтому большее приращение энергии, чем прежде. Ускоряемые частицы, таким образом, будут совершать фазовые колебания (называемые иногда синхротронными колебаниями) относительно устойчивой фазы. Частота подобных фазовых колебаний обычно много меньше (в несколько сот раз) частоты обращения.

Как только был понят принцип фазовой устойчивости, в циклотроны стали вводить частотную модуляцию — сначала в Беркли, а затем и в других лабораториях. В настоящее время действуют по меньшей мере 18 циклотронов с частотной модуляцией (ЧМ) или синхроциклотронов, как их обычно называют (причем восемь из них — в США). Крупнейшие из этих машин находятся в Беркли, ЦЕРНе (Женева) и Дубне (близ Москвы), и все они ускоряют протоны до  $600\text{--}700\text{ Мэв}$ ; 184-дюймовый ( $\sim 470\text{ см}$ ) синхроциклотрон в Беркли можно использовать также и для ускорения дейтронов (до  $450\text{ Мэв}$ ) и ионов гелия (до  $900\text{ Мэв}$ ); для этого используются сменные генераторы различных частот. Для ускорения протонов до  $700\text{ Мэв}$  частота должна уменьшаться в течение каждого цикла примерно на половину своей начальной величины. В большинстве синхроциклотронов частотная модуляция осуществляется с помощью вращающегося конденсатора, включенного в контур генератора. Ясно, что для успешного ускорения ионы должны начинать свой путь по спирали в момент времени, соответствующий максимальной частоте (или почти в этот момент). Поскольку ионы захватываются на стабильные орбиты лишь в течение примерно 1% длительности ВЧ-цикла, пучок состоит из последовательных импульсов. Поэтому ток пучка ионов в таких ускорителях меньше, чем в обычных циклотронах или в циклотронах с секторной фокусировкой.

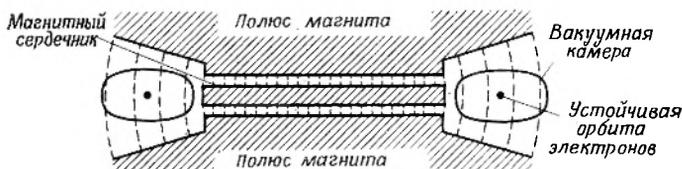
Довольно обычными величинами токов являются значения от  $0,1$  до  $1\text{ мка}$  при частоте повторения импульсов от  $50$  до  $500\text{ 1/сек}$ . Проблема фокусировки в этом случае не столь существенна, как в обычных циклотронах,

\* В современных линейных ускорителях протонов и других тяжелых частиц фазовая устойчивость также весьма существенна, хотя она и отличается некоторыми деталями; в линаках устойчивость достигается на возрастающей ( $0^\circ\text{--}90^\circ$ ), а не на убывающей ( $90^\circ\text{--}180^\circ$ ) части синусоидальной волны ВЧ-напряжения.

либо релятивистские эффекты не требуют компенсации за счет формы магнитного поля. На самом же деле поле может быть уменьшено вблизи краев полюсных наконечников для усиления магнитной фокусировки. В большинстве синхроциклотронов имеется всего один работающий дуант, причем напряжение на нем сравнительно мало — как правило, 10—30 кВ. Ускорение частиц до сотен Мэв требует порядка  $10^4$  оборотов, т. е. общая протяженность траектории составляет величину порядка  $10^7$  см; цикл ускорения при этом занимает около  $10^{-3}$  сек.

Большинство экспериментов на синхроциклотронах состоит в облучении мишеней внутренним пучком; энергия бомбардирующих частиц легко варьируется изменением радиуса, на котором расположена мишень (как и в обычных циклотронах). На некоторых синхроциклотронах имеются выведенные пучки, интенсивность которых составляет около 10% тока внутреннего пучка.

**Бетатрон.** Оказавшийся столь удачным для ускорения положительных ионов циклотрон непригоден для ускорения электронов как из-за очень высоких частот, которые потребовались бы для этого, так и в силу



Р и с. 85. Схематический разрез бетатрона в вертикальной плоскости симметрии; показаны силловые линии магнитного поля.

огромного релятивистского увеличения массы электронов уже при умеренных энергиях. (См. приложение Б; при энергии 1 Мэв полная масса электрона вдвое превышает массу покоя.) Первым устройством, позволившим ускорять электроны до энергий выше 2—3 Мэв, был предложенный целым рядом исследователей бетатрон, впервые построенный Керстом в 1940 г. Бетатрон можно рассматривать как трансформатор, вторичной обмоткой которого является поток электронов в тороидальной вакуумной камере. Ускорение осуществляется электродвижущей силой, возникающей благодаря постепенному увеличению магнитного потока, перпендикулярного плоскости электронной орбиты и охватываемого ею. Для обеспечения движения электронов по устойчивой траектории необходимо, чтобы поле на орбите изменялось пропорционально импульсу электронов. Это условие выполняется, если значение поля на орбите увеличивается с вдвое меньшей скоростью, чем средний магнитный поток в пределах орбиты; этого можно достигнуть, придавая надлежащую форму полюсным наконечникам, как это показано схематически на рис. 85. Радиальное изменение поля в области электронной орбиты существенно для фокусировки пучка. Оказывается, что электроны будут совершать затухающие колебания около равновесной орбиты, если поле спадает обратно пропорционально  $n$ -й степени радиуса в области орбиты и если  $0 < n < 1$ ; если частота обращения есть  $f$ , то частота вертикальных «бетатронных» колебаний  $f_v = f\sqrt{n}$ , а радиальных  $f_r = f\sqrt{1-n}$ . Обыкновенно бетатроны проектируются с  $n = 0,75$ , и превосходная фокусировка позволяет электронам совершать сотни тысяч оборотов по орбите.

В момент, когда поле на орбите очень мало, электронная пушка инжектирует электроны коротким импульсом в тороидальную камеру (при напряжении от 20 до 50 кВ), после чего они начинают ускоряться. В бетатронах используются питаемые переменным током электромагниты, собранные из ламинированного железа и работающие при частоте от 60 до 1800 гц. Получаемая на данном бетатроне энергия ограничивается насыщением центральной части магнитопровода: как только она начинает насыщаться, орбита сжимается. Пучок электронов может быть сброшен на мишень (часто ею служит вольфрамовая проволока), смонтированную в вакуумной камере в пределах равновесной орбиты. С помощью специальных обмоток орбита может быть увеличена, поднята, опущена или сжата для того, чтобы при любой энергии электронов их можно было бы вывести на соответствующим образом расположенную мишень.

В настоящее время работает довольно большое число бетатронов на 20—50 Мэв и несколько на еще большие энергии. Крупнейший бетатрон (на 300 Мэв) построен в университете штата Иллинойс. Достижимая на бетатронах или других циклических электронных ускорителях энергия ограничивается в конце концов излучением энергии электронами, испытывающими центростремительное ускорение; при данном радиусе радиационные потери возрастают пропорционально четвертой степени энергии электрона, так что энергия примерно в 1 Бэв для бетатронов недоступна.

Считается, что для ускорения электронов синхротроны и линейные ускорители гораздо более выгодны, чем бетатроны.

**Синхротрон (синхрофазотрон).** Наряду с открытием принципа фазовой устойчивости (см. выше раздел о синхроциклотроне) и Векслер и Макмиллан предложили новый тип ускорителя, названный синхротроном (Макмиллан) или синхрофазотроном (Векслер). Оба названия сохранились — первое на Западе, второе в Советском Союзе, — а сам ускоритель оказался чрезвычайно полезным для ускорения как электронов, так и протонов.

Как и в бетатроне, радиус электронной орбиты в синхротроне поддерживается постоянным с помощью магнитного поля, возрастающего пропорционально импульсу частицы. Однако ускорение (вернее, увеличение энергии, поскольку скорость остается, по существу, постоянной при  $v \cong c$ ) обеспечивается не изменением центральной части магнитного потока, а посредством ВЧ-генератора (примерно как в циклотроне), который создает приращение энергии всякий раз, когда частицы проходят ускоряющий зазор в резонаторе, составляющем часть вакуумной камеры.

Фазовая устойчивость в синхротронах (как и в синхроциклотронах) имеет место в том случае, когда ускорение происходит в течение убывающей части ВЧ-цикла (фаза от  $90^\circ$  до  $180^\circ$ ). Качественный характер фазовой устойчивости в этом случае таков же, как и у синхроциклотрона, хотя изменение магнитного поля во времени несколько усложняет дефазовые соотношения. При постепенном нарастании магнитного поля поддерживается незначительная разность фаз между движением частиц по орбите и изменением напряжения на резонаторе, так что в среднем частицы приобретают некоторую энергию при каждом прохождении ускоряющего зазора. Как и в бетатроне, частицы совершают радиальные и вертикальные колебания вокруг своей равновесной орбиты. Радиальный показатель магнитного поля

$$n = -\frac{dB/B}{dr/r} = -\frac{d \ln B}{d \ln r} = -\frac{dB}{dr} \frac{r}{B} \quad (4)$$

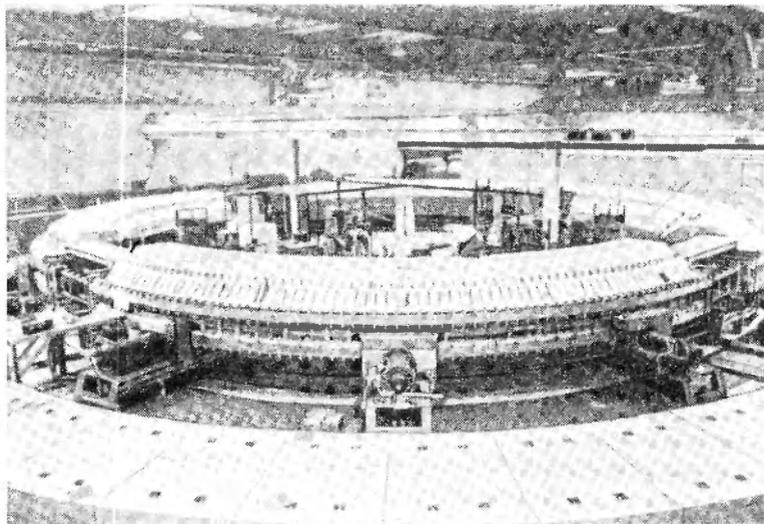
должен выбираться очень тщательно во избежание резонансов между радиальными и вертикальными колебаниями либо между этими осцилляциями и частотой обращения. В случае возникновения таких резонансов пучок будет потерян. Из соотношений, связывающих частоты колебаний и обращения частицы, следует, что значения  $n$ , равные, например, 0,2, 0,5 и 0,8, должны быть отброшены, так как они приводят к отношениям частот вертикальных и радиальных колебаний, равным 0,5, 1 и 2 соответственно. Действительный выбор  $n$  диктуется экономическими соображениями. При данном угловом отклонении от равновесной орбиты амплитуда колебаний обратно пропорциональна их частоте; поэтому малые значения  $n$  приводят к большим вертикальным, а большие  $n$  — к большим радиальным амплитудам. Наиболее экономичную форму магнитного зазора обеспечивает величина  $n$ , лежащая между резонансными значениями 0,5 и 0,8.

Для ускорения электронов синхротрон гораздо более экономичен по сравнению с бетатроном, так как не требует создания большого магнитного поля в центральной части тороидальной камеры, и поэтому стоимость магнита существенно ниже. В большинстве действующих электронных синхротронов применяется бетатронный режим ускорения (с помощью небольших помещенных в центре сердечников) электронов до тех пор, пока они не достигнут околосветовых скоростей ( $v = 0,98 c$  при  $2 Mэв$ ). Затем включается ВЧ-ускоряющее напряжение на резонаторе для дальнейшего ускорения синхротронным методом; при этом не требуется никакой частотной модуляции. Инжекция электронов в камеру, сброс пучка на мишень и его вывод из синхротрона носят, по существу, тот же характер, что и подобные операции в случае бетатрона. В настоящее время эксплуатируется по меньшей мере 20 электронных синхротронов на максимальную энергию от 20 до 500  $Mэв$ . Электронные синхротроны во Фраскати (Италия) и в Калифорнийском технологическом институте дают электронные пучки с максимальной энергией 1,1 и 1,5  $Бэв$  соответственно.

Синхротрон оказался первым практическим сооружением для ускорения протонов (или других положительных ионов) до энергий в интервале  $Бэв$ . Протонный синхротрон требует для своего сооружения кольцевого магнита, и поэтому его строительство оказывается гораздо более дешевым, чем создание имеющего массивный магнит синхроциклотрона на ту же энергию протонов. Основное отличие протонного и электронного синхротронов состоит в том, что протоны не обладают околосветовыми скоростями до тех пор, пока они не приобретут энергии в миллиарды электронвольт ( $v = 0,98 c$  при 3,8  $Бэв$ ). Поэтому для сохранения постоянным радиуса орбиты частота обращения протонов на протяжении одного цикла ускорения изменяется в большое число раз (в 12 раз при ускорении от 4  $Mэв$  до предельной скорости). Частота ВЧ-ускоряющего напряжения должна модулироваться во всей этой широкой области; в большинстве современных машин это осуществляется электронными методами, а не вращающимся конденсатором, как в циклотронах с частотной модуляцией.

В 1964 г. использовались девять «обычных» (т. е. с постоянным градиентом поля) протонных синхротронов: на 1  $Бэв$  в Бирмингэме (Англия) и Дельфте (Голландия); на 3  $Бэв$  в Брукхэвене («Космотрон»), в Принстоне (США) и Саклэ («Сатурн», Франция); на 6,2  $Бэв$  («Бэватрон») в Беркли; на 7  $Бэв$  («Нимрод») в Резерфордской лаборатории в Англии; синхрофазотрон на 10  $Бэв$  в Дубне (СССР) и протонный синхротрон (с нулевым градиентом поля) на 12,5  $Бэв$  в Аргоннской национальной лаборатории. Все эти различные протонные синхротроны обладают многими общими характе-

ристиками, однако некоторым из них присущи интересные отличительные особенности [2]. Так, например, в отличие от большинства машин, в которых фокусировка достигается при величинах  $n$  от 0,6 до 0,7, в синхротронах Аргонны и Дельфта  $n = 0$  (отсюда и название «синхротрон с нулевым градиентом»); фокусировка в них осуществляется посредством специального формирования поля на концах секторных магнитов. В четырех ускорителях на самые высокие энергии инжектором протонов служат линейные ускорители, а в большинстве других — генераторы Ван де Граафа. Кроме



Р и с. 86. Общий вид брукхэвенского «Космотрона». На заднем плане видна часть генератора Ван де Граафа, являющегося инжектором; на переднем плане — три вакуумные установки для откачки камеры и часть бетонной защиты. Показаны два прямолинейных участка вакуумной камеры.

бирмингэмского, все протонные синхротроны имеют по крайней мере четыре прямолинейных, свободных от поля участка между магнитными секторами; это в значительной степени облегчает инжекцию, ВЧ-ускорение и сброс пучка на мишень. Запасенная в магнитах этих ускорителей энергия огромна — максимальная потребляемая мощность меняется от нескольких  $Mвт$  до более  $100 Mвт$ , — и по этой причине большинство магнитов работает при довольно низкой частоте повторения (от 5 до 30  $имп/мин$ ); они снабжены устройствами для накопления большей части энергии (в промежутках между магнитными циклами) в маховиках. Принстонский ускоритель уникален тем, что в нем используется специальная система для накопления энергии, а работать он должен при частоте повторения импульсов, равной 20  $мг$ . Благодаря этому ожидается получение гораздо больших средних токов, чем в других протонных синхротронах.

На рис. 86 дается общий вид «Космотрона», а ниже приводятся некоторые из его характеристик. Радиус орбиты равен  $\sim 9 м$ , общий вес магнита составляет около 2000  $т$  (по сравнению с 4300-тонным магнитом 184-дюймового синхротрона в Беркли). Вакуумная камера имеет размеры  $15 \times 64 см$  и полный объем около  $8,5 м^3$ . При нормальной работе происходит 12 циклов ускорения в минуту, причем полное время ускорения в каждом

импульсе составляет 1 сек. Будучи ускоренным до максимальной энергии, каждый протон проходит путь в 240 000 км. Были достигнуты интенсивности пучков в несколько единиц  $10^{11}$  протонов в импульсе. Для радиохимического изучения ядерных реакций таких интенсивностей вполне достаточно, особенно если учесть, что, проходя через тонкие мишени, протоны теряют столь незначительную часть своей энергии, что при последующих обращениях могут пройти через мишень еще много раз. Производство толщины мишени на число прохождений протона приблизительно постоянно для всех толщин вплоть до некоторой максимальной; на внутреннем пучке «Космотрона» этот предел, называемый эффективной толщиной мишени, составляет от 1 до 2 г/см<sup>2</sup>, причем точное значение зависит от атомного номера мишени, ибо протоны выбывают из пучка из-за многократного кулоновского рассеяния. Выведение ускоренных частиц на мишень в протонных синхротронах может осуществляться различными путями: либо вводят мишень в пучок в конце каждого цикла ускорения, либо сворачивают пучок на мишень, что достигается выключением ВЧ-ускоряющего поля при нарастании магнитного поля. Энергия бомбардирующих мишеней протонов может изменяться по желанию вплоть до максимальной для данной машины.

Для различного рода экспериментов бывает необходимо иметь выведенный протонный пучок, а также и пучки вторичных частиц, таких, как нейтроны,  $\pi$ -мезоны,  $K$ -мезоны и антипротоны, возникающих в мишени, бомбардируемой первичными протонами. На некоторых протонных синхротронах имеются системы вывода пучка, основанные на схеме, разработанной Пиччиони с сотр. [6], которые способны обеспечить вывод до 50% внутреннего пучка. Для этого пучок пропускают сначала через тормозящую мишень, что приводит к уменьшению орбиты настолько, что при следующем обороте протоны проходят через отклоняющий магнит, расположенный на меньшем радиусе в прямолинейной части камеры; этот магнит поворачивает пучок на траекторию, которая далее, на некотором расстоянии от него, выходит из машины. На «Космотроне» имеется три таких выведенных пучка протонов. Для таких больших ускорителей вообще характерно обилие сложного экспериментального оборудования (отклоняющие, анализирующие и фокусирующие магниты, искровые и пузырьковые камеры, телескопы счетчиков), одновременно устанавливаемого в экспериментальных залах за пределами основной защиты ускорителя. Как сами протонные синхротроны, так и связанные с выведенными пучками устройства требуют мощной защиты [7], что связано с большой проникающей способностью первичных протонов и вторичных частиц.

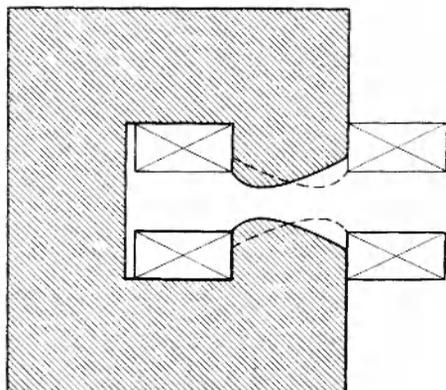
**Синхротрон с переменным градиентом поля.** Вес и стоимость магнита синхротрона с данным радиусом орбиты определяются главным образом величиной апертуры, в пределах которой должно быть создано соответствующее магнитное поле. Она в свою очередь зависит от амплитуды радиальных и вертикальных колебаний частиц около их равновесной орбиты. Эти колебания, обусловленные разбросом частиц по углу и энергии при инжекции, рассеянием на остаточном газе при низких энергиях, неоднородностями магнитного поля и несвоевременным включением ВЧ-напряжения, должны быть минимальны и не превышать размеров вакуумной камеры во избежание чрезмерных потерь частиц пучка на ее стенках. Из экономических соображений нужно уменьшать амплитуды этих колебаний и, следовательно, сокращать требуемую апертуру. Как уже упоминалось выше, для данного углового отклонения от орбиты вертикальная

амплитуда пропорциональна  $n^{-1/2}$ , а радиальная —  $(1 - n)^{-1/2}$ . Это означает, что в синхротроне вертикальные размеры апертуры могут быть сокращены лишь за счет радиальных и обратно.

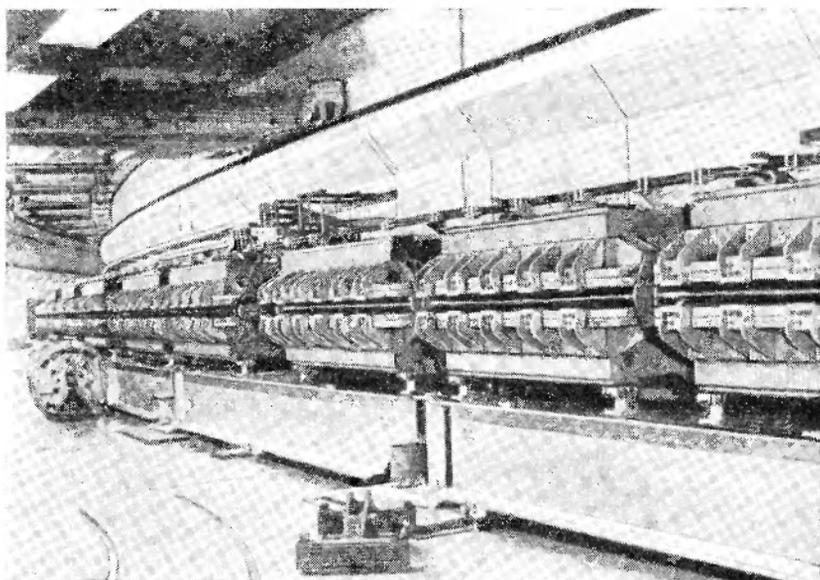
Из предыдущих рассуждений ясно, что амплитуды вертикальных колебаний делаются очень малыми в магнитных секторах с большим положительным  $n$  ( $\gg 1$ ), а радиальные колебания значительно ослабевают в секторах с большим отрицательным  $n$  ( $\ll -1$ ). Кольцевой магнит, собранный из чередующихся секций с большим положительным или отрицательным  $n$ , обеспечивает жесткую фокусировку и как следствие — меньшую апертуру, допуская в то же время фазовую устойчивость для синхротронного ускорения; возможность создания систем с жесткой фокусировкой была впервые указана Кристофилом в 1950 г. и независимо открыта Курантом, Ливингстоном и Снайдером в 1952 г. [8]. Неприятным следствием больших значений  $n$  является существование многих резонансов, способных привести к потере пучка. В связи с этим интервал рабочих условий, при которых возможна устойчивая работа машины, довольно мал и, кроме того, необходим очень тщательный контроль целого ряда параметров [2, 3].

Построенные для ускорения электронов синхротроны с переменным градиентом поля работают в Корнельском университете (4,3 Бэв, Итака, Нью-Йорк), в Кембридже (6 Бэв, Массачузетс), в Лунде (1,2 Бэв, Швеция), в Бонне (0,5 Бэв, ФРГ) и в Токио (1,3 Бэв, Япония); кроме того, близки к завершению ускорители на 6 Бэв в Гамбурге (ФРГ) и Ереване (СССР). Два больших протонных синхротрона с переменным градиентом поля в Женеве (ЦЕРН, Швейцария) и в Брукхэвене (США) ускоряют протоны до энергии 28 и 33 Бэв соответственно. Несмотря на свою, казалось бы, крайнюю сложность, эти машины уже продемонстрировали свою чрезвычайную плодотворность, надежность и многогранность как исследовательского инструмента. В СССР работает протонный синхротрон на 7 Бэв и сооружается машина на 70 Бэв.

Радиус орбиты брукхэвепского синхротрона с переменным градиентом составляет около 128 м, а магнит состоит из 240 секций, общий вес которых достигает 4500 т (примерно столько же, что и вес 184-дюймового циклотрона в Беркли!). Магниты установлены попарно: два с положительным показателем поля ( $n = +357$ ), затем два с отрицательным ( $n = -357$ ) и т. д. Сечение магнита показано на рис. 87; на рис. 88 можно видеть часть магнитного кольца. Размеры апертуры  $7 \times 15$  см, вакуумная камера изготовлена из инконеля. С помощью 48 насосных установок в ней поддерживается давление около  $10^{-6}$  мм рт. ст. Протоны приобретают энергию около 100 кэв за оборот, которая обеспечивается 12 ускоряющими системами. Полное время ускорения до 33 Бэв занимает примерно 1 сек, а частота повторения — 1 импульс в 3 сек при максимальной энергии, 1 импульс в 2,4 сек при 30 Бэв и еще больше при меньших энергиях. Протоны инжектируются линейным ускорителем на 50 Мэв, в котором также применены сильно фокусирующие линзы. Интенсивность пучка синхротрона с жесткой фокусировкой ограничена в настоящее время величиной около  $5 \cdot 10^{11}$  протонов в импульсе, что обусловлено невысоким выходом линейного ускорителя. Задача вывода пучка на мишень примерно такова же, что и для синхротронов с постоянным градиентом, однако сильная фокусировка приводит к возникновению эффекта, известного как «уплотнение орбит»: значительно уменьшается разброс орбит по радиусу, обусловленный разбросом частиц по импульсу; это позволяет частицам многократно проходить через мишень. Мишень из легких элементов ведет себя таким



Р и с. 87. Схематическое изображение сечения магнита синхротрона с переменным градиентом поля. Магниты, полюса которых показаны силовыми линиями, чередуются с магнитами, конфигурация накопечников которых указана пунктиром. Перечеркнутые прямоугольники показывают положение магнитных катушек. В брукхэвском синхротроне с переменным градиентом внешние размеры стальных пластинчатых магнитов составляют 84 см в ширину и ~100 см в высоту; ширина полюсов равна 32 см, а высота магнитного зазора в том месте, где проходит центральная орбита, ~9 см.



Р и с. 88. Вид небольшой части брукхэвского синхротрона с жесткой фокусировкой. В магнитном зазоре видна вакуумная камера.

образом, что пучок проходит сквозь нее до тех пор, пока большая часть ( $> 1/2$ ) протонов не испытает ядерных взаимодействий.

В настоящее время нет никаких указаний на существование технических барьеров, определяющих предел энергии, достигаемой на ускорителях. Ограничения могут возникнуть преимущественно в силу экономических причин. Идея синхротрона с переменным градиентом поля, несомненно, может быть использована для ускорения протонов до 100—1000 *Бэв*, и соответствующие исследования подобного рода машины уже были выполнены. Одна из проблем, возникших при работе с пучками частиц все возрастающей энергии, состоит в том, что далеко не вся энергия бомбардирующей стационарную мишень частицы идет на образование другой частицы или на осуществление других ядерных процессов; сохранение импульса требует, чтобы некоторая часть исходной энергии перешла в кинетическую энергию продуктов взаимодействия, причем эта часть быстро увеличивается с ростом энергии падающей частицы, особенно по мере приближения ее скорости к скорости света. Так, например, при столкновении протона, имеющего энергию 33 *Бэв*, с покоящимся протоном в системе центра масс наблюдается всего лишь 6,2 *Бэв* энергии; если энергия бомбардирующей частицы (в лабораторной системе) возрастает до 500 *Бэв*, то энергия взаимодействия в системе центра масс увеличивается при этом только до 29 *Бэв* \*. Эти эффекты побудили к серьезному рассмотрению различных предложений о создании ускорителей с встречными пучками, в которых два протонных пучка сталкивались бы в лоб и, таким образом, не происходило бы потери энергии на движение центра масс. Недостатком такого принципа является относительно малое число регистрируемых взаимодействий.

## Б. ИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО И $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

**Радиоактивные источники.** Поскольку для большинства ядер энергия связи нуклонов составляет от 6 до 8 *Мэв*, ядерные реакции, как правило, нельзя осуществить под действием фотонов, обладающих энергиями меньше 6 *Мэв*. Испускаемые в радиоактивных процессах  $\gamma$ -лучи не имеют такой энергии (исключая фотоны, испускаемые некоторыми короткоживущими нуклидами с малыми *Z*, например  $N^{16}$ );  $X$ -лучи, генерируемые с помощью рентгеновских трубок, также не обладают столь большой энергией. Единственными ядерными реакциями, вызываемыми  $\gamma$ - или  $X$ -лучами \*\* от таких источников, являются возбуждение изомерных состояний ядер и «фоторасщепление» дейтрона (порог 2,23 *Мэв*) и  $Be^9$  (порог 1,67 *Мэв*). В табл. 19 перечислены некоторые из радиоактивных источников  $\gamma$ -лучей, которые применялись в такого рода опытах [9].

\* Формула для вычисления  $E_c$  — энергии в системе центра масс — по полной энергии  $W$  частицы с массой покоя  $m_0$ , бомбардирующей другую частицу с такой же массой, имеет вид

$$\frac{E_c}{m_0 c^2} = \left[ 2 \left( \frac{W}{m_0 c^2} + 1 \right) \right]^{1/2} - 2.$$

\*\* Ради удобства будем говорить о реакциях под действием  $\gamma$ -квантов даже в тех случаях, когда используется электромагнитное излучение не ядерной природы, а создано торможением электронов в мишенях.

Таблица 19

**Некоторые распространенные источники  $\gamma$ -лучей**

Источник	Период полу- распада	Энергия, Мэв	Число квантов на распад
ThC''	3,1 мин	2,61	1
Na <sup>24</sup>	15,0 час	2,75	1
Y <sup>88</sup>	108 дней	1,37	1
		0,90	1
		1,84	1

**Ядерные реакции как источники излучения.** В некоторых ядерных реакциях, особенно с участием самых легких элементов (у которых ядерные уровни далеко отстоят друг от друга), испускаются  $\gamma$ -кванты весьма значительной энергии; они в свою очередь используются для инициирования других ядерных реакций. Подобные источники особенно ценны, если излучаемые  $\gamma$ -кванты моноэнергетичны. Наиболее важные источники такого рода перечислены в табл. 20. Посредством таких реакций могут быть получены относительно высокие интенсивности  $\gamma$ -излучения (порядка  $10^6$  квант/сек) при довольно умеренных рабочих напряжениях (от 500 до 1000 кэв), необходимых для ускорения исходных частиц.

Таблица 20

**$\gamma$ -Кванты высоких энергий, возникающие в ядерных реакциях**

Реакция	Энергия $\gamma$ -лучей, Мэв	Примечания
Li <sup>7</sup> (p, $\gamma$ )Be <sup>8</sup>	17,6; 14,8	Резонанс при энергии протонов 440 кэв. При $\sim 15$ Мэв и ниже обнаружены также и другие составляющие
B <sup>11</sup> (p, $\gamma$ )C <sup>12</sup>	11,8; 16,6	Интенсивность $\gamma$ -квантов с энергией 11,8 Мэв в 7 раз больше, чем у $\gamma$ -квантов с энергией 16,6 Мэв; есть также компонента с более низкой энергией ( $\sim 4$ Мэв)
H <sup>3</sup> (p, $\gamma$ )He <sup>1</sup>	19,8 $\pm$ 0,75E <sub>p</sub>	Моноэнергетические кванты

Реакция H<sup>3</sup>(p,  $\gamma$ ) может быть использована для получения моноэнергетических  $\gamma$ -квантов в ограниченном энергетическом интервале; это осуществляется изменением энергии протона до нескольких Мэв.

**Тормозное излучение.** Непрерывное рентгеновское излучение, возникающее при торможении электронов в кулоновских полях атомных ядер,

называется тормозным излучением. Излучение такого рода возникает всегда, когда быстрые электроны проходят через вещество, а эффективность конверсии кинетической энергии в тормозное излучение возрастает с увеличением энергии электронов и атомного номера вещества. В вольфраме, например, электрон с энергией  $10 \text{ Мэв}$  теряет на излучение около 50% своей энергии, в то время как электрон с энергией  $100 \text{ Мэв}$  по этому механизму теряет более 90% своей энергии (см. гл. IV, раздел Б).

Спектр тормозного излучения моноэнергетических электронов простирается от начальной энергии электрона до нуля с приблизительно равномерным распределением энергии по энергетическим интервалам; иными словами, число квантов в узком энергетическом интервале примерно обратно пропорционально средней энергии интервала.

Таким образом, торможение быстрых электронов в веществе создает непрерывный спектр  $X$ -излучения, и любой электронный ускоритель может служить источником такого излучения. Генераторы Ван де Граафа, бетатроны и синхротроны уже нашли применение в качестве источников тормозного излучения для осуществления ядерных реакций. При отсутствии специальных устройств для вывода электронного пучка из вакуумных камер бетатронов или синхротронов тормозное излучение является единственным типом радиации, выходящим за пределы вакуумной системы таких машин. Чем выше энергия создающего тормозное излучение электрона, тем в большей степени испускание лучей происходит в направлении движения электрона; так, в бетатроне на  $100 \text{ Мэв}$  около половины всей интенсивности пучка тормозного излучения испускается в пределах конуса с углом раствора  $2^\circ$ . Основным недостатком, с которым надо считаться при использовании источников тормозного излучения для ядерных исследований, является спектральное распределение  $\gamma$ -лучей. Однако такие источники способны генерировать электромагнитное излучение столь высоких энергий и интенсивностей, которые недостижимы другими методами.

Для получения достаточно монохроматических пучков фотонов с помощью источников тормозного излучения используются два способа. В одном из них электроны испускают тормозное излучение в тонкой мишени и, потеряв на этом часть своей энергии, подвергаются магнитной сепарации по импульсам. Фотоны тормозного излучения посредством методики совпадений ставятся затем в соответствие с имеющими определенную энергию электронами. Подобный тип «монохроматора» удобен лишь в экспериментах, в которых возможно выделение совпадений (но не в активационных опытах, например). При другом способе монохроматизации (свободном от только что упомянутого ограничения) первичные электроны взаимодействуют с толстой мишенью, обладающей высоким  $Z$ , создавая в ней не только тормозное излучение, но с заметной интенсивностью также и электропозитронные пары. Позитроны подвергаются электромагнитному анализу, и часть из них, обладающая энергией в заданном интервале, направляется на тонкую мишень из вещества с малым  $Z$ . При этом помимо тормозного излучения (с минимальной интенсивностью из-за малого  $Z$ ) имеет место и аннигиляция в пролете, причем один из фотонов, движущийся вперед, уносит почти всю энергию позитрона.

Таким методом были получены довольно моноэнергетические пучки  $\gamma$ -квантов (полуширина  $\cong 250 \text{ кэв}$ ) в области энергий  $10\text{--}25 \text{ Мэв}$  при интенсивностях порядка  $10^6 \text{ фотон/сек}$ .

**В. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ**

**Радиоактивные источники.** Единственным источником нейтронов являются ядерные реакции. Известно несколько естественных и искусственных  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучателей, комбинация которых с подходящими легкими элементами может дать удобные нейтронные источники [10]. Из-за коротких пробегов  $\alpha$ -частиц такое легкое вещество (обычно употребляется бериллий, дающий наибольший выход) должно быть тщательно смешано с  $\alpha$ -излучателями. Эти источники дают нейтроны с большим разбросом по энергии.  $\gamma$ -Излучатель может находиться в капсуле, окруженной мишенью из бериллия или тяжелой воды. (Пороги ниже 5 Мэв ( $\gamma n$ )-реакции имеют только в случае бериллия и дейтерия.) Некоторые из таких источников могут в принципе давать моноэнергетические нейтроны, однако в силу рассеяния нейтронов и  $\gamma$ -квантов в материале мишени действительный спектр обычно оказывается размытым примерно на 30% при средней энергии, приблизительно на 20% меньшей ожидаемой максимальной величины. В табл. 21 перечисляются некоторые обычно используемые источники нейтронов.

Нуклиды, претерпевающие спонтанное деление, могут также служить источником нейтронов, ибо спонтанное деление, как и любой процесс

Таблица 21

*$\alpha$ - и  $\gamma$ -Источники нейтронов*

Источник	Основная реакция	Q, Мэв	Энергия нейтронов, Мэв	Выход нейтронов (на $10^6$ распадов)
Ra + Be (смесь)	$Be^9(\alpha, n)C^{12}$	5,65	до 13	460
Po + Be (смесь)	$Be^9(\alpha, n)C^{12}$	5,65	до 11, сред. 4	80
Ra + B (смесь)	$B^{11}(\alpha, n)N^{14}$	0,28	до 6	180
RaBeF <sub>4</sub> (чистый)	$\left. \begin{matrix} Be^9(\alpha, n)C^{12} \\ F^{19}(\alpha, n)Na^{2-} \end{matrix} \right\}$	5,65	до 13	68,5
Pu <sup>239</sup> + Be (смесь)	$Be^9(\alpha, n)C^{12}$	5,65	до 11	60
Ra + Be (разделенные)	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	<0,6	0,9 б)
Ra + D <sub>2</sub> O (разделенные)	$H^2(\gamma, n)H^1$	-2,23	0,1	0,03 б)
Na <sup>24</sup> + Be	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	0,8	3,8 б)
Na <sup>24</sup> + D <sub>2</sub> O	$H^2(\gamma, n)H^1$	-2,23	0,2	7,8 б)
Y <sup>88</sup> + Be	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	0,16	2,7 б)
Y <sup>88</sup> + D <sub>2</sub> O	$H^2(\gamma, n)H^1$	-2,23	0,3	0,08 б)
Sb <sup>124</sup> + Be	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	0,02	5,1 б)
La <sup>140</sup> + Be	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	0,6	0,06 б)
La <sup>140</sup> + D <sub>2</sub> O	$H^2(\gamma, n)H^1$	-2,23	0,15	0,2 б)
MsTh + Be	$Be^9(\gamma, n)Be^8 a)$	-1,67	0,8	0,9 б)
MsTh + D <sub>2</sub> O	$H^2(\gamma, n)H^1$	-2,23	0,2	2,6 б)

<sup>а)</sup> Продукт реакции  $Be^8$  является нестабильным и распадается менее чем за  $10^{-14}$  сек на два ядра  $He^4$ .

<sup>б)</sup> Выходы фотонейтронов даются в расчете на 1 г вещества мишени (D<sub>2</sub>O или Be), расположенной в 1 см от источника  $\gamma$ -квантов.

деления, всегда сопровождается испусканием нейтронов. В настоящее время, несомненно, наиболее подходящим для этой цели представляется  $\text{Cf}^{252}$ , период полураспада которого равен 2,55 г: примерно в 97% случаев распада он испускает  $\alpha$ -частицу, в 3,4% — спонтанно делится, испуская 3,5 нейтрона в акте деления. Это означает, что источники из  $\text{Cf}^{252}$  излучают около  $2,4 \cdot 10^6$  нейтронов/кг·сек и примерно в 10 раз большее количество  $\alpha$ -частиц. В будущем, вероятно, станет возможным применение других искусственно полученных спонтанно делящихся нейтронных источников, например  $\text{Cf}^{251}$ .

**Генерация нейтронов с помощью ускорителей.** Гораздо более мощные источники нейтронов можно получить при использовании ускорителей протонов. Реакция  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$  (часто называемая D — D-реакцией) является экзоэнергетической ( $Q = +3,27$  Мэв), и так как потенциальный барьер в этом случае мал, хорошие выходы нейтронов могут быть получены уже при энергиях дейтрона от 100 до 200 кэв. При использовании тонких мишеней из твердой  $\text{D}_2\text{O}$  выходы составляют около 0,7, 3 и 80 нейтронов на  $10^7$  дейтронов при энергии последних 100, 200 и 1000 кэв соответственно. Для осуществления D — D-реакции часто применяются высоковольтные установки и электростатические генераторы. Возникающие при этом нейтроны моноэнергетичны, если достаточно тонкая мишень бомбардируется моноэнергетическими дейтронами умеренных энергий (до нескольких Мэв). Весьма интересной с точки зрения генерации нейтронов является реакция  $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ . Изотоп водорода  $\text{H}^3$  (тритий) радиоактивен (период полураспада около 12 лет), но в настоящее время имеется в значительных количествах. С целью изготовления мишеней им обычно насыщают циркониевые или титановые подложки. Сообщалось, что подобные мишени давали примерно 150 нейтронов на  $10^7$  дейтронов с энергией 200 кэв. При энергии дейтронов 100 кэв сечение реакции проходит через сильный резонанс; D — T-реакция может служить достаточно интенсивным источником нейтронов, порождаемых дейтронами очень низких энергий. Эта реакция весьма экзоэнергетична ( $Q = 17,6$  Мэв), и при использовании тонких мишеней можно получать моноэнергетические нейтроны с энергией около 14 Мэв.

В качестве источника моноэнергетических нейтронов очень низких и определенных энергий (вплоть до  $\sim 30$  кэв) удобна реакция  $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ , особенно если она идет под действием протонов, имеющих точно заданную энергию (ускоренных с помощью электростатического генератора). Эта реакция эндоэнергетична ( $Q = -1,646$  Мэв) и имеет порог 1,88 Мэв. Здесь можно воспользоваться также тем обстоятельством, что нейтроны, испущенные вперед и назад, будут обладать различной энергией.

С помощью X-излучения, полученного с применением электростатических генераторов, бетатронов и т. п., можно генерировать нейтроны в реакциях  $\text{Be}^9(\gamma, n)$  или  $\text{H}^2(\gamma, n)$ , выходы которых довольно быстро растут с энергией. Используя электростатический ускоритель электронов на 2,5 Мэв при токе 100 мка, можно получить нейтронный выход на 1 г бериллия, эквивалентный выходу от 4 г радия, смешанного с бериллием; при энергии 3,2 Мэв выход соответствует 26 г радия.

Если имеются дейтроны высоких энергий, то наиболее эффективное образование нейтронов получается при бомбардировке бериллия. Величина  $Q$  для реакции  $\text{Be}^9(d, n)\text{B}^{10}$  положительна и равна 3,79 Мэв, однако при этом нейтроны вовсе не моноэнергетичны. Бериллиевая мишень, бомбардируемая дейтронами с энергией  $E$ , испускает нейтроны с некоторым

распределением по энергии вплоть до  $(E + 3,5) \text{ Мэв}$ . Нейтронный выход быстро возрастает с энергией дейтрона: он составляет  $10^8 \text{ нейтрон/сек}$  на микроампер дейтронов с энергией  $1 \text{ Мэв}$ ,  $10^{10} \text{ нейтрон/сек}$  на микроампер дейтронов с энергией  $8 \text{ Мэв}$  и около  $3 \cdot 10^{10} \text{ нейтрон/сек}$  на микроампер дейтронов с энергией  $14 \text{ Мэв}$ .

При данном источнике дейтронов литиевая мишень обеспечивает наибольшую энергию нейтронов\* в силу значительной экзоэнергетичности ( $Q = 15,0 \text{ Мэв}$ ) реакции  $\text{Li}^7 (d, n)$ , но выход нейтронов составляет лишь треть того, что дает реакция  $\text{Be}^9 (d, n)\text{B}^{10}$ . Нейтроны возникают также при бомбардировке почти любого элемента быстрыми протонами, дейтронами и  $\alpha$ -частицами; при этом выходы и энергии меняются от реакции к реакции, однако если облучение нейтронами необходимо для активации какого-либо вещества, то часто оказывается достаточно расположить образец вблизи мишени циклотрона, бомбардируемой дейтронами, даже когда эта мишень сделана не из бериллия или лития.

При бомбардировке мишеней дейтронами гораздо более высоких энергий (например, дейтронами с энергией  $460 \text{ Мэв}$  184-дюймового синхротронного циклотрона в Беркли) в результате stripping (см. гл. X, раздел 3) испускаются нейтроны высоких энергий — главным образом в пределах узкого конуса под малыми углами относительно первичного пучка. Энергетическое распределение этих нейтронов приблизительно соответствует гауссовому распределению, причем максимум расположен при половинной энергии дейтрона. Работающие в настоящее время ускорители на самые высокие энергии разгоняют протоны до миллиардов и десятков миллиардов электронвольт. Сталкиваясь с ядрами вещества мишени, такие протоны будут, по-видимому, выбивать вследствие упругих соударений нейтроны, обладающие почти такой же максимальной энергией и вылетающие вперед. Сверхбыстрые протоны можно также конвертировать в нейтроны посредством перезарядки при прохождении мишени. Протонный пучок с энергией  $2,2 \text{ Бэв}$  брукхэвского «Космотрона» применялся для получения пучка нейтронов со средней энергией  $1,4 \text{ Бэв}$ .

Образующиеся во всех ядерных реакциях нейтроны являются быстрыми. Их замедление, а также некоторые свойства тепловых нейтронов уже рассматривались в разделе Г гл. IV.

**Ядерные реакторы.** Ядерные реакторы представляют собой наиболее мощные из известных до сих пор источники нейтронов. Основной частью ядерного реактора являются делящиеся вещества (уран, обогащенный изотопом  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Pu}^{239}$ , а также  $\text{U}^{233}$ ), в которых благодаря определенному их расположению осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция. В каждом акте деления испускается несколько нейтронов (для урана-235 их среднее число равно 2,54, а для плутония-239 оно составляет 2,89). Во всех реакторах должно выполняться одно принципиальное условие: по меньшей мере один из этих нейтронов должен вызывать следующий акт деления, т. е. он не должен ускользнуть из реактора или расходоваться на другие ядерные реакции. Поэтому для данного типа реактора существует некоторый минимальный (критический) размер, ниже которого цепная реакция не может стать самоподдерживающейся. В действительности реакторы всегда строятся с достаточным избытком «реактивности», что позволяет обеспечить большое количество нейтронов, исполь-

\* Исключая тритиевую мишень, которая дает нейтроны несколько больших энергий.

зуемых для других целей. Обсуждение различных вопросов, касающихся ядерных реакторов, отложим до гл. XIV, а сейчас коснемся лишь их применения в качестве источников нейтронов [11, 12].

В настоящее время введено в эксплуатацию большое число исследовательских ядерных реакторов различных типов, не говоря о реакторах, предназначенных только для производства электроэнергии и расщепляющихся материалов. В каталоге за 1962 г. [13] число действующих исследовательских и испытательных реакторов значительно превышало 200. Почти во всех из них в качестве горючего используется уран: либо в виде природной смеси изотопов, либо обогащенный изотопом  $U^{235}$ ; уран может быть изготовлен в виде пластин, стержней, небольших блоков из металла или сплава, в виде таблеток из окиси урана или же в виде раствора какой-либо соли урана. Кроме того, действует и несколько реакторов, работающих на плутонии-239. Поскольку большинство исследовательских реакторов работает на тепловых нейтронах, осуществляющих цепную реакцию, все они содержат в себе замедлители — вещества, назначение которых состоит в замедлении быстрых нейтронов, испускаемых при делении (средняя энергия нейтронов деления равна  $\sim 2,5$  Мэв, наиболее вероятная энергия составляет  $\sim 0,6$  Мэв), до тепловых энергий. Желательно, чтобы замедлители обладали малым массовым числом и низким сечением поглощения нейтронов; в качестве замедлителей обычно применяется вода, тяжелая вода, графит и бериллий. Огромное количество тепла, создаваемое цепным процессом деления, должно быть отведено из реактора; по этой причине все реакторы — исключая самые маломощные — оснащены эффективной системой охлаждения. В качестве охладителей используется также целый ряд веществ: вода, тяжелая вода, воздух, углекислый газ и жидкие металлы. Реакторы, в которых одно и то же вещество выступает в роли как охладителя, так и замедлителя, часто оказываются наиболее экономичными.

Максимальные потоки тепловых нейтронов, достигаемые в исследовательских реакторах, охватывают интервал от  $\sim 10^{11}$  до  $\sim 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек (несколько выходя за указанные пределы). Некоторые реакторы, такие, как, например, аппараты TRIGA, предназначены для импульсной работы: они дают короткие всплески нейтронного потока, величина которого достигает нескольких единиц  $10^{16}$  1/см<sup>2</sup>·сек, хотя в стационарном режиме она составляет лишь около  $10^{12}$  1/см<sup>2</sup>·сек. Чтобы иметь представление о соотношении нейтронных потоков от различных источников, в табл. 22 приведено несколько типичных примеров. Здесь полезно напомнить о том, как связаны величины нейтронных потоков с выделением энергии: при нормальной работе реактора в нем выделяется в виде тепла около 190 Мэв на акт деления (почти вся энергия, за исключением  $\sim 11$  Мэв, уносимых нейтроном). Это соответствует выделению 1 Мвт тепловой мощности на  $3 \cdot 10^{16}$  деление/сек, что связано (в случае деления урана-235) с испусканием около  $7 \cdot 10^{16}$  нейтрон/сек. Величина нейтронного потока, достигаемого при заданном уровне мощности, зависит, естественно, от размеров активной зоны реактора; на практике, однако, ограничение величины максимальных потоков обуславливается конструкцией системы охлаждения, которая должна обеспечивать отвод огромных удельных мощностей. Кроме того, выгорание топлива может происходить столь быстро, что становится необходимой слишком частая смена тепловыделяющих элементов. Даже в лучших проектах реакторов максимальное выгорание топлива не превышает 30—40%; при большей степени выгорания наступает чрезмерное отравление реактора продуктами деления,

Таблица 22

## Потоки тепловых нейтронов

Источник	Условия	Поток тепловых нейтронов, $1/см^2 \cdot сек$
Смесь $1 г Ra$ с $Be$	Внутри большого объема воды или парафина; поток измерен на расстоянии $4 см$ от источника	$1 \cdot 10^5$
$Po - Be$ , $3,7 \cdot 10^{10}$ $\alpha$ -частица/сек	Внутри большого объема воды или парафина; поток определен на расстоянии $4 см$ от источника	$2 \cdot 10^4$
Ускоритель Ван де Граафа, $10 мка$ , дейтроны с энергией $1 Мэв$ на $Be$	Мишень окружена парафином; поток определен в парафине вблизи мишени	$1 \cdot 10^7$
Циклотрон, $100 мка$ , дейтроны с энергией $8 Мэв$ на $Be$	Позади мишени помещен большой блок парафина; поток определен в парафине вблизи мишени	$1 \cdot 10^9$
Циклотрон, $100 мка$ , дейтроны с энергией $14 Мэв$ на $Be$	Позади мишени помещен большой блок парафина; поток определен в парафине вблизи мишени	$3 \cdot 10^9$
Ядерный реактор X-10, Окридж, уран — графит	{ В центре активной зоны В канале в защитной стенке	$2 \cdot 10^{12}$ $1 \cdot 10^7$
Ядерный реактор MTR, Арко, Айдахо, $H_2O - U^{235}$	В отражателе (максимум)	$7 \cdot 10^{14}$
Ядерный реактор NRX, Чок-Ривер, $D_2O - U$	{ В центре активной зоны В канале в защитной стенке В тепловой колонне	$6 \cdot 10^{13}$ $4 \cdot 10^7$ $1 \cdot 10^9$
Обычный бассейновый реактор		$2 \cdot 10^{13}$

сильно поглощающими нейтроны, и начинаются структурные изменения, связанные с замещением урана осколками деления.

Проведение экспериментов с нейтронами требует специальных устройств, которые можно подразделить на две основные группы: 1) средства для облучения образцов в областях с высоким нейтронным потоком (включая пневмопочту) и 2) различные каналы для вывода нейтронных пучков за пределы реактора; это нужно, например, для таких целей, как изучение различных структур при исследовании дифракции нейтронов, для  $(n, \gamma)$ -спектроскопии и измерений нейтронных сечений. Большие и дорогостоящие урановые аппараты с графитовым замедлителем и воздушным охлаждением (такие, как X-10 в Окридже, ВЕРО в Харуэлле, ВGRR в Брукхэвене) дают довольно умеренные потоки (до  $\sim 10^{13} 1/см^2 \cdot сек$ ), но при этом очень удобны для одновременного проведения большого числа экспериментов, так как в них можно установить много каналов и приспособлений для облучения. Для небольших институтов наиболее экономичными и удобными являются реакторы бассейнового типа, топливом в которых служит обогащенный уран (20—93%  $U^{235}$ ), а замедлителем, теплоносителем, отражателем и защитой — обычная вода. Такие широко распространенные исследовательские реакторы дают потоки около  $10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек на мегаватт мощности и могут быть легко приспособлены для всех видов облучений, однако они не совсем пригодны для установки в них нейтрон-

ных каналов. Еще большие потоки нейтронов могут быть получены, если активная зона реактора заключена в герметический кожух (а не подвешивается в глубине открытого бассейна) с  $H_2O$  или  $D_2O$  под давлением, которые работают как замедлитель и теплоноситель. К реакторам этого типа относятся реакторы MTR (40 Мвт,  $H_2O$ ,  $5 \cdot 10^{14}$   $1/см^2 \cdot сек$ ) и ETR (175 Мвт,  $H_2O$ ,  $4 \cdot 10^{14}$   $1/см^2 \cdot сек$ ), находящиеся на Национальной станции испытания реакторов в Айдахо; Плутон в Харуэлле, Англия (10 Мвт,  $D_2O$ ,  $2 \cdot 10^{14}$   $1/см^2 \cdot сек$ ); BR2 в Моле, Бельгия (50 Мвт,  $H_2O$ ,  $8 \cdot 10^{14}$   $1/см^2 \cdot сек$ ) \*.

В большинстве реакторов поток спадает от центра к периферии, хотя некоторые из них (как, например, MTR и высокопоточный реактор с выведенными пучками в Брукхэвене) спроектированы таким образом, что максимальные потоки тепловых нейтронов создаются в отражателе вокруг активной зоны. Энергетический спектр нейтронов может изменяться в широких пределах в зависимости от типа реактора и даже от расположения в пределах одного и того же аппарата. Реакторы часто снабжены так называемыми тепловыми колоннами, с помощью которых получают чистые потоки тепловых нейтронов. Для этой цели применяют колонны из графита (или из какого-либо другого замедлителя), длина которых достаточна для приведения прошедших через нее нейтронов к тепловому равновесию со средой. Конечно, нейтронный поток в конце тепловой колонны на несколько порядков меньше того, который имеется внутри реактора. Особенно большие отношения потоков быстрых и тепловых нейтронов могут быть получены внутри помещенных в реактор контейнеров с урановыми стенками.

**Нейтронные монохроматоры.** Для выполнения экспериментов с нейтронами, обладающими определенной энергией, был разработан целый ряд методов их селекции. Один из них основан на использовании кристаллического спектрометра, являющегося аналогом монохроматора с дифракционной решеткой в оптике. Тепловые нейтроны со скоростью  $2,2 \cdot 10^3$   $см/сек$  (наиболее вероятная скорость при  $20^\circ$ ) обладают длиной волны  $\lambda = h/mv = 1,8 \cdot 10^{-8}$   $см$ , что соответствует интервалу длин волны обычных рентгеновских лучей ( $1,54 \cdot 10^{-8}$   $см$  для линии  $K_\alpha$ -атома меди). Расстояния между атомными плоскостями в кристалле таковы, что они образуют подходящую дифракционную решетку для медленных нейтронов, равно как и для рентгеновских лучей. Дифракция нейтронов значительно больших энергий (обладающих, следовательно, меньшей длиной волны) может с успехом наблюдаться, если они падают на кристалл под скользящими углами. При наличии интенсивного источника медленных нейтронов (например, ядерного реактора) комбинация кристалла и щели может служить селектором нейтронов с хорошим разрешением — от  $\sim 0,02$  до  $\sim 10$  эв, — отбирающим их из непрерывного спектра.

Другой способ выделения моноэнергетической линии из нейтронного спектра основывается на измерении времени пролета нейтронов на известной базе. Импульсы нейтронов непрерывного спектра можно подвергнуть разделению с помощью механического селектора, располагая в пучке вращающийся «прерыватель». Хронометрирующие устройства запускают

\* Названия реакторов являются обычно комбинациями начальных букв слов, характеризующих тип реактора. Так, например, упомянутые выше в этом разделе названия означают следующее: ВЕРО — Британский экспериментальный реактор нулевой мощности; ВГРР — Брукхэвенский графитовый исследовательский реактор; МТР — реактор для испытания материалов; ЕТР — реактор для испытания конструкций; ВР2 — бельгийский реактор 2.

регистрирующие системы в выбранное время в каждом цикле «прерывателя». Таким образом, нейтроны, которые проходят расстояние между затвором прерывателя и детектором за этот выбранный промежуток времени, регистрируются почти одновременно и, следовательно, могут быть выделены для изучения. (Процессы, приводящие к запаздывающей реакции детектора, как, например, образование радиоактивности с некоторым периодом полураспада, непригодны для исследования методом времени пролета.) Нейтроны с энергией  $E = 0,025$  эв имеют скорость  $v = 1,38 \cdot 10^6 \cdot E^{1/2} = 2,2 \cdot 10^5$  см/сек, и расстояние в 10 м они проходят за  $4,55 \cdot 10^{-3}$  сек. Монохроматоры с характеристическими временами порядка нескольких микросекунд дают хорошее энергетическое разрешение для нейтронов этой области энергий и при использовании на ядерных реакторах пригодны для измерений в интервале энергий от  $\sim 0,001$  до  $\sim 10\,000$  эв.

Если источником нейтронов служит ускоритель, например циклотрон, то для анализа нейтронных сгустков по времени пролета достаточно ввести надлежащую модуляцию ионного пучка непосредственно в самом ускорителе. Селектор скоростей на базе модулированного циклотрона Колумбийского университета эффективен в интервале от 0,001 до  $\sim 1000$  эв. Весьма удобны для подобного рода задач и пульсирующие пучки электронных ускорителей; если энергия электронов около 15 Мэв, то за счет ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакций тормозное излучение может дать более 100 нейтронов на  $10^6$  электронов. Монохроматор на электронном ускорителе в Харуэлле обладает широким диапазоном эффективности — от 0,001 эв до нескольких тысяч электронвольт.

В перспективе может представить интерес использование прецизионной нейтронной спектроскопии (аналогично изучению спектров поглощения в оптике) для целей качественного и количественного химического анализа. При этом возможен элементарный анализ многих веществ без разрушения исследуемого образца.

## УПРАЖНЕНИЯ

1. Стандартный циклотрон с диаметром полюсных наконечников 120 см работает от генератора на 10 Мгц. а) Какое магнитное поле требуется для ускорения дейтронов? б) Какова будет конечная энергия дейтрона? в) При том же ВЧ-поле до какой максимальной кинетической энергии можно ускорить в этом циклотроне ионы  $\text{He}^3$ ? г) В предположении, что вычисленное в (а) магнитное поле является максимальным, указать частоту генератора, необходимую для получения максимально возможной для ионов  $\text{H}^3$  энергии, а также определить величину этой энергии.

Ответ: б) 14,8 Мэв, г) 6,67 Мгц;  
9,9 Мэв.

2. Линейная машина для ускорения протонов до 45,3 Мэв устроена таким образом, что между любой парой ускоряющих промежутков протоны находятся на протяжении полного ВЧ-цикла внутри дрейфовой трубки (область, в которой отсутствует поле). Частота ускоряющего поля равна 200 Мгц. а) Какова длина последней дрейфовой трубки? б) С какой кинетической энергией протоны инжектируются в линейный ускоритель, если длина первой дрейфовой трубки равна 5,35 см?

Ответ: б) 0,60 Мэв.

3. Вычислить а) на сколько процентов изменяется частота при модуляции и б) диаметр полюсных наконечников синхроциклотрона, предназначенного для ускорения протонов до энергии 350 Мэв. Положить  $H = 16\,000$  гаусс.

4. Ионы  $\text{H}^+$  и  $\text{H}_2^+$ , ускоряемые в генераторе Ван де Граафа до 5 Мэв, пучком разделять с помощью магнитного поля. На каком расстоянии (приблизительно) должно действовать поле 10 000 гаусс, если расхождение между пучками должно быть 20°?

Ответ:  $\approx 46$  см.

5. Для ускорения протонов, которые должны иметь кинетическую энергию 12 *Мэв*, нужно спроектировать синхротрон. а) Принимая максимальную напряженность магнитного поля равной 14 300 *гаусс*, вычислить радиус орбиты протона. б) Какова конечная частота обращения, если около 25% траектории протона находится в свободных от поля прямолинейных участках камеры? в) Полагая один оборот на ВЧ-цикл, указать кинетическую энергию, при которой происходит инжекция протонов, если на протяжении полного цикла ускорения частота изменяется в 5 раз. Какое устройство можно предложить для инжекции?

*Ответ:* а) 30 м; б) 1,2 *Мгц*.

6. В синхротроне из предыдущей задачи протоны получают приращение энергии 7,5 *кэв* за оборот. Сколько примерно времени занимает ускорение от инжекции до конечной энергии? Какова общая длина пройденного протоном пути?

*Ответ:*  $\approx 1,4$  сек.

7. Ускоритель Кокрофта — Уолтона можно использовать для ускорения до 500 *кэв* как дейтронов, так и тритонов. Какова максимальная энергия нейтронов, возникающих при а) бомбардировке тритонной мишени дейтронами, б) облучении тритонами дейтериевой мишени?

8. Каково минимальное значение сечения ( $n, \gamma$ )-реакции, которое можно определить, регистрируя реакцию по активности образца площадью 10 *см*<sup>2</sup>, содержащего 1 *мг-экв.* изотопа мишени и облученного нейтронами Ra — Be-источника, содержащего 1 г радия? Предположить, что облучение продолжается до насыщения и каждый квадратный сантиметр мишени бомбардируется 1% испускаемых источником нейтронами (медленных). Минимальной регистрируемой активностью считать 30 *распад/мин.*

9. Предположим, что нужно приготовить некоторое количество  $\text{Co}^{60}$  (период полураспада 5,2 года), используя циклотрон; при этом образец кобальта можно а) бомбардировать непосредственно дейтронами с энергией 14 *Мэв* в течение 2 *час*, б) окружить его парафином и, расположив возле бериллиевой мишени, бомбардируемой дейтронами с той же энергией, облучать образующимися нейтронами на протяжении 20 *час*. Какой способ более предпочтителен, если нужно получить наибольшую полную активность? Использовать данные из приложения В, сделав разумные предположения о величине телесного угла при облучении образца нейтронами.

10. а) Какова примерно энергия нейтронов, испускаемых бериллиевой мишенью, бомбардируемой  $\gamma$ -лучами  $\text{Ni}^{57}$ ? б) Какой должна быть разница в энергиях нейтронов, испущенных вперед или назад?

*Ответ:* а) 0,21 *Мэв*; б) 9,1 *кэв*.

11. В загрузке исследовательского реактора содержится 2 *кг* обогащенного (90%  $\text{U}^{235}$ ) урана. Какова продолжительность работы реактора при мощности 1 *Мвт* без новой загрузки, пока выгорание не достигнет 20%?

12. В механическом селекторе скоростей поглощающий нейтроны ротор, в котором имеется узкая щель вблизи края, вращается перед стационарным коллиматором с такой же щелью и создает короткие нейтронные импульсы. Диаметр ротора 20 *см*, он вращается со скоростью 15 000 *об/мин*; ширина и длина щели — 0,03 *см* и 1 *см* соответственно. а) Какова длительность импульса нейтронов? б) Какая необходима длина пролета, чтобы с помощью детектора нейтронов, чувствительного в продолжение нейтронного импульса, достичь энергетического разрешения  $\approx 10\%$  для нейтронов с энергией 5 *кэв*?

*Ответ:* а) 4 *мксек*; б)  $\approx 80$  м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. B l e w e t t M. П., The Electrostatic (Van de Graaff) Generator, *in* Methods of Experimental Physics, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 584—590.
2. B l e w e t t M. H., Medium- and High-Energy Sources, *in* Methods of Experimental Physics, Vol. 5E, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 623—689.
3. L i v i n g s t o n M. S., B l e w e t t J. P., Particle Accelerators, McGraw-Hill, New York, 1962.
4. М а к м и л л а н Э. М., Ускорители частиц (Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Серре), т. III, часть XII, ИЛ, М., 1961, стр. 553—677.

5. Thomas L. H., The Paths of Ions in the Cyclotron, *Phys. Rev.*, **54**, 580, 588 (1938).
6. Piccioni O., Clark D., Cool R., Friedlander G., Kassner D., External Proton Beam of the Cosmotron, *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 232 (1955).
7. Lindenbaum S. J., Shielding of High-Energy Accelerators, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **11**, 243—258 (1961).
8. Courant E. D., Livingston M. S., Snyder H. S., The Strong-Focusing Synchrotron — A New High Energy Accelerator, *Phys. Rev.*, **88**, 119 (1952).
9. West R., Low-Energy Gamma-Ray Sources, *Nucleonics*, **11**, № 2, 20 (February 1953).
10. O'Kelle y G. D., Radioactive Sources, *in Methods of Experimental Physics*, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 555—580.
11. Kouts H., Nuclear Reactors, *in Methods of Experimental Physics*, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 590—622.
12. Cole T. E., Weinberg A. M., Technology of Research Reactors, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **12**, 221—242 (1962).
13. «Research and Testing Reactors the World Around», *Nucleonics*, **20**, № 8, 116 (August 1962).
- 14\*. Feld B. T., The Neutron, *in Experimental Nuclear Physics* (E. Segrè, Editor), Vol. II, Wiley, New York, 1953, pp. 208—586.
- 15\*. Blewett M. H., Low-Energy Sources, *in Methods of Experimental Physics*, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), Academic, New York, 1963, pp. 580—584.
16. Clark D. J., Richardson J. R., Wright B. T., *Nucl. Instr. and Meth.* **18—19**, **1** (1962).

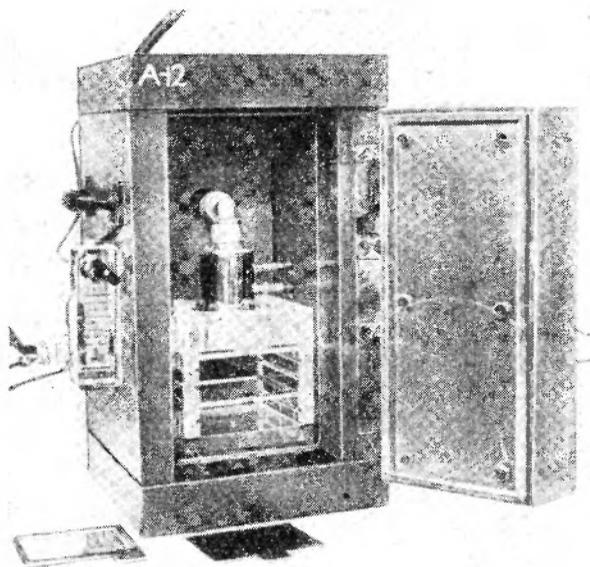
## Методы ядерной химии

### А. ОБЩИЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

Основные типы приборов, используемых для обнаружения и измерения излучений радиоактивных веществ, рассматривались в гл. V. В данной главе обсуждаются отдельные методы, применяемые в исследованиях такого рода. Выбор метода работы и измерительной аппаратуры в большой степени определяется характером требуемой информации. Если речь идет просто о методе радиоактивных индикаторов, когда работу ведут с одним радиоактивным изотопом, характер излучения, количество и степень чистоты которого удовлетворяют поставленной задаче, часто бывает достаточно одного измерительного прибора (пропорционального или сцинтилляционного счетчика, или счетчика Гейгера — Мюллера). Техника измерений в таком случае не представляет трудностей. Иногда, напротив, приходится силами целой лаборатории ядерной химии изучать характеристики излучения ряда радиоактивных изотопов, идентифицировать новые излучатели и количественно исследовать ядерные процессы, протекающие при облучении в реакторе или при бомбардировке ускоренными частицами. В этом случае необходимо использовать множество разнообразных приборов, в том числе очень специализированных; осуществление ряда методов и отдельных операций требует большого мастерства и изобретательности. Большинство радиохимических лабораторий занимает в этом смысле промежуточное положение. Даже в том случае, когда проводятся только исследования с помощью радиоактивных индикаторов, применяют, как правило, несколько различных изотопов и соответственно несколько методов детектирования и разные способы приготовления образцов. Во многих случаях необходимо выделить один из радиоактивных изотопов, идентифицировать его, проконтролировать отсутствие примесей. Анализ  $\beta$ -излучателей в большинстве лабораторий проводят с помощью пропорциональных или гейгеровских счетчиков с тонким окном; для регистрации  $\gamma$ -лучей используют сцинтилляционные счетчики с кристаллами. Для анализа  $\alpha$ -излучателей или изотопов, испускающих  $\beta$ -частицы малой энергии, применяют полупроводниковые детекторы и проточные пропорциональные счетчики (в последнем случае необходимо введение радиоактивного вещества внутрь счетчика). Наряду с этими приборами приходится использовать также усилители и пересчетные устройства; при исследованиях часто применяют различные одно- или многоканальные амплитудные анализаторы, схемы совпадений и другие приборы.

При измерениях активности очень удобно использовать стандартное приспособление для расположения образцов определенного размера в различных положениях, которое применяется в сочетании с разнообразными

датчиками. Типичное устройство, используемое в лабораториях Химического отделения Брукхэвенской национальной лаборатории в качестве держателя образцов, представлено на рис. 89. Это стандартное устройство используют в сочетании с многими измерительными приборами (пропорциональными или сцинтилляционными счетчиками), предназначенными для регистрации излучения образцов, расположенных вне счетчика. Стойка держателя выполняется из органического стекла для сведения к минимуму рассеяния  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений. Пластина из органического стекла,



Р и с. 89. Проточный пропорциональный счетчик со стойкой из органического стекла и свинцовой защитой. Слева к наружной стороне защитного свинцового кожуха прикреплен измеритель скорости потока газа, необходимый для контроля и регулировки газового потока через счетчик. Держатель образца введен в прорезь стойки, ближайшую к окошку счетчика. Перед счетным устройством видны алюминиевый держатель образца (справа) и тонкий поглотитель из алюминия, укрепленный в рамке (слева).

сплошная или с отверстием в центре, помещенная в одну из специальных прорезей в стойке, удерживает образец на определенном расстоянии от счетчика, которое можно изменять по желанию. Образцы, укрепленные на картонных или алюминиевых пластинках размером  $6,4 \cdot 7,6 \cdot 0,08$  см, помещают в прорезь поверх пластины из органического стекла. Задняя стенка стойки ограничивает движение пластинки и фиксирует образец в нужном положении. Изготовление такой стойки необходимо проводить с большой тщательностью, поскольку зазоры между стойкой и пластинами должны быть чрезвычайно малы, так чтобы положение образцов воспроизводилось с точностью до нескольких сотых долей миллиметра. Для удобства в работе у каждой пластинки вдоль одной из сторон длиной  $7,6$  см имеется выступ.

Поглотители можно помещать непосредственно поверх образца или вводить с помощью специальной рамки в зазор в стойке между образцом

и детектором. Размеры поглотителей обычно не отличаются от размеров пластин, удерживающих образцы. На практике удобно пользоваться набором алюминиевых поглотителей. Толщины отдельных поглотителей должны быть подобраны таким образом, чтобы можно было построить кривую поглощения с точками в интервале  $1 \text{ мг/см}^2 - 3 \text{ г/см}^2$ . Поглотители малой толщины изготавливают из тонкой алюминиевой фольги, закрепленной на прямоугольных алюминиевых рамках. Для построения кривых поглощения  $\gamma$ -излучения удобно пользоваться набором поглотителей из свинца, и в этом случае нет необходимости применять очень тонкие пластинки. В практической работе могут оказаться полезными пластинки из бериллия, парафина или полиэтилена стандартной формы, ввиду того что для этих веществ характерна крайне малая величина коэффициента поглощения (исключая электромагнитное излучение незначительной энергии).

Все измерительные инструменты следует периодически проверять, желательно ежедневно. В идеальном случае излучение стандартного образца должно быть идентично излучению исследуемого активного препарата. Для счетчиков, которые используются при исследовании различных изотопов, этот метод калибровки нерационален. В этом случае выбор эталонного образца может быть продиктован другими соображениями: продолжительностью периода полураспада или механической устойчивостью. При серийных определениях активностей  $\beta$ -излучателей очень удобно использовать стандартные образцы  $\text{Cl}^{36}$  (период полураспада  $3 \cdot 10^5$  лет,  $E_{\text{max}} = 0,7 \text{ Мэв}$ ), вплавленного в металлическую подложку и покрытого слоем золота методом напыления. Величину фона необходимо измерять по крайней мере один раз в день. Для снижения уровня фона, обусловленного космическим излучением или соседством высокоактивных образцов, большинство счетчиков и стоек для образцов окружают свинцовой оболочкой толщиной несколько сантиметров. Рабочее напряжение счетчика также необходимо проверять систематически. Для сцинтилляционных счетчиков  $\gamma$ -лучей время от времени необходимо определять энергетическую разрешающую способность путем сопоставления с каким-либо известным фотопиком (например, от  $\gamma$ -лучей  $\text{Cs}^{137}$  с энергией  $0,66 \text{ Мэв}$ ). Калибровку одного измерительного прибора в случае необходимости можно осуществить с помощью другого прибора, однако такой метод недостаточно точен. В ряде случаев полезно располагать сведениями об относительных значениях геометрических коэффициентов счетности для различных положений образца в стойке.

Каждый используемый прибор должен быть пригоден для измерения различных по величине активностей. За пределами области линейной чувствительности прибора следует работать с осторожностью, вводя поправки, полученные путем соответствующей калибровки. Калибровку можно проводить различными методами: 1) с пробами различной активности, тщательно приготовленными из аликвотных порций активного раствора; 2) путем сравнения кривой распада очень чистого короткоживущего изотопа (с известным периодом полураспада) с ожидаемой экспоненциальной кривой распада; 3) измерением активности двух образцов по отдельности и совместно (см. гл. VI). Нарушение линейности в счете импульсов связывают с потерями за счет разрешающего времени; соответствующая поправка называется поправкой на совпадения. Обычно не следует работать в условиях, когда величина поправок превышает несколько процентов.

## Б. МИШЕНИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

**Облучение в реакторе.** Задачи, которые приходится решать при изготовлении образцов, предназначенных для облучения, весьма разнообразны и зависят от целей эксперимента и степени его сложности. Если необходимо просто получить радиоактивный изотоп и затем использовать его в качестве индикатора или для изучения схемы распада, приготовление мишени обычно не представляет трудностей. Однако и в этом случае при облучениях в реакторе требуется соблюдение ряда условий. Так, например, контейнеры для образцов следует подбирать с учетом мощности потока нейтронов, температуры в активной зоне и продолжительности облучения. Нужно избегать облучений в сосудах из пирекса ввиду большого содержания бора в этом материале (бор обладает очень высоким сечением захвата нейтронов). Для облучения в течение нескольких минут при умеренных потоках в исследовательских реакторах ( $10^{12}$ — $10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек) в ряде случаев можно использовать полимерные контейнеры, преимущество которых состоит в малой активации. Образцы можно заворачивать и в алюминиевую фольгу, изготовленную из самого чистого металла. Этот метод удобен в тех случаях, когда анализ проводится после распада 2,3-минутного  $Al^{28}$ . Для более продолжительных облучений образцы часто запаивают в обезгаженные кварцевые ампулы. Эти ампулы обычно необходимо выдерживать после облучения в течение некоторого времени для уменьшения активности  $Si^{31}$  (период полураспада 2,6 час). Необходимо также следить за тем, чтобы ампулы с облученными образцами вскрывались с помощью соответствующих приспособлений в условиях, предупреждающих излишнее облучение персонала и опасность радиоактивных загрязнений. Надо учитывать и термическую устойчивость вещества, подвергаемого облучению. Температура в активной зоне реакторов различных типов может изменяться в широких пределах. Реакторы бассейнового типа, в которых воду используют в качестве охладителя и замедлителя, обычно значительно более пригодны для облучения органических веществ, чем, например, реакторы с графитовым замедлителем. Некоторые реакторы оснащены специальными приспособлениями, в которых облучение можно проводить при охлаждении водой или даже жидким азотом. Особые трудности возникают при облучении водных растворов. Даже в том случае, когда охлаждение достаточно эффективно и раствор не нагревается выше точки кипения, появление газообразных продуктов радиолиза может привести к значительному повышению давления в ампуле, если только не предусмотрена возможность удаления этого газа путем продувания или каталитического превращения в менее летучие или исходные продукты. Еще одна трудность при облучениях в реакторе связана с изменением потока нейтронов в образце, если он обладает значительным сечением захвата. Например, слой золота толщиной 0,1 мм (эффективное сечение захвата тепловых нейтронов для золота равно почти 100 барн) уменьшает поток тепловых нейтронов примерно на 6%, так что внутрь кубика из золота с ребром 1 см может попасть лишь малая доля нейтронов, падающих на его поверхность.

**Использование толстых мишеней при облучениях на ускорителях.** В условиях работы на ускорителях возможности облучения и приготовления мишеней настолько разнообразны, что по этому поводу можно сделать

лишь несколько общих замечаний. Проще всего дело обстоит в том случае, когда целью работы является получение радиоактивного изотопа и не требуется количественных данных об используемой ядерной реакции. Такие задачи чаще всего возникают при работе на циклотронах с фиксированной частотой. В этих условиях возможно или даже желательно применение толстых мишеней, т. е. таких мишеней, в которых поток бомбардирующих частиц теряет большую часть своей энергии. Например, при получении радиоактивного изотопа по  $(\alpha, n)$ -реакции под действием ионов  $\text{He}^+$  с начальной энергией  $40 \text{ Мэв}$  следует установить достаточно толстую мишень. Для того чтобы достичь возможно большего выхода продукта, используя ионы гелия с энергиями вплоть до нескольких  $\text{Мэв}$ , близкими к порогу  $(\alpha, n)$ -реакции. С другой стороны, даже при простом получении радиоактивного изотопа существует возможность возникновения осложнений, которые могут продиктовать необходимость специфических условий облучения. Например, для получения  $\text{Rb}^{84}$  с минимальным количеством примеси  $\text{Rb}^{83}$  целесообразно облучать Вг не ионами гелия с энергией  $40 \text{ Мэв}$ , а ионами. Энергия которых с помощью поглощающих фольг понижена до порога реакции  $\text{Vr}^{81}(\alpha, 2n)\text{Rb}^{83}$ , даже в том случае, если при этом выход основной реакции  $\text{Vr}^{81}(\alpha, n)\text{Rb}^{84}$  также понизится. Напротив, используя пучок ионов гелия с начальной энергией  $40 \text{ Мэв}$ , при правильном выборе толщины мишени можно добиться максимального значения отношения выходов  $(\alpha, 2n)$ - и  $(\alpha, n)$ -реакций.

Одной из основных проблем, возникающих при получении радиоактивных изотопов путем облучения на ускорителях, является охлаждение мишеней, поглощающих довольно значительные количества энергии (порядка киловатта на площадь в  $1-2 \text{ см}^2$ ). Наиболее удобны в работе металлические мишени, привинченные или припаянные к охлаждаемым водой подложкам. Однако в ряде случаев возникает необходимость облучения неметаллических веществ — элементов или химических соединений. Удовлетворительные мишени из таких веществ можно изготовить путем запрессовывания порошков в углубления на охлаждаемых водой металлических пластинах или заворачивания их в пакеты из металлической фольги, закрепляемые на охлаждаемой пластине. Эффективное охлаждение можно осуществить пропуская пучок гелия над поверхностью мишени. Интенсивности пучка, вообще говоря, можно изменять в соответствии с поставленной задачей; однако в большинстве случаев приходится использовать потоки частиц с энергиями в несколько десятков  $\text{Мэв}$ , создающие токи во много микроампер.

**Требования, предъявляемые к тонким мишеням.** При облучениях на ускорителе в огромном большинстве случаев необходимо использовать тонкие мишени. Смысл понятия «тонкие» изменяется в очень широких пределах в зависимости от цели эксперимента. При исследованиях, проводимых с целью определения эффективного сечения реакции, мишень должна быть достаточно тонкой, чтобы потеря энергии бомбардирующей частицы при прохождении через мишень не вызвала бы значительного изменения сечения. Однако конкретное содержание этого общего требования может сильно различаться в разных условиях. Например, мишень, «тонкая» для целей исследования  $(p, xn)$ -реакций под действием протонов с энергиями  $30-50 \text{ Мэв}$ , может оказаться слишком толстой при изучении узкого резонанса для  $(p, \gamma)$ -реакции в области  $2 \text{ Мэв}$ . Если необходимо изучить спектр частиц, образующихся при некоторой реакции, максимальную толщину мишени следует оценивать исходя из взаимодействия с веществ-

вом мишени не первичных, а вторичных заряженных частиц. Например, если необходимо исследовать низкоэнергетическую часть спектра  $\alpha$ -частиц, образующихся по  $(p, \alpha)$ -реакции, толщина мишени должна быть значительно меньше, чем при изучении интегральных сечений  $(p, \alpha)$ -реакций, определяемых по активности продукта реакции (порядка десятых долей микрограмма на  $1 \text{ см}^2$ ). Аналогично в любом эксперименте, проводящемся с целью определения импульса и углового распределения ядер отдачи, необходимо использовать достаточно тонкие мишени, так чтобы продукты реакции не претерпели заметного рассеяния или замедления на пути из мишени. На основании этого для целей таких исследований применяют мишени не толще нескольких микрограммов на квадратный сантиметр.

Иногда толщину мишени ограничивают в целях подавления вторичных реакций, вызываемых частицами, образованными при первичных взаимодействиях, если продукты таких реакций затрудняют измерения в ходе эксперимента. Так, например, реакции  $(p, p\pi^+)$  и  $(n, p)$  приводят к образованию в мишени одного и того же продукта; поэтому при измерении очень низкого эффективного сечения  $(p, p\pi^+)$ -реакции ( $\cong 10^{-4}$  барн) необходимо применять достаточно тонкую мишень, чтобы накопление продукта  $(n, p)$ -реакции, протекающей под действием образующихся в мишени нейтронов с низкими энергиями, не замаскировало интересующий нас эффект. При оценке необходимой толщины мишени в этом случае надо учитывать число вторичных частиц, возникающих при первичном взаимодействии, отношение эффективных сечений первичной и вторичной реакций, а также такой фактор, как угловое распределение вторичных частиц. На практике, когда есть основания предполагать, что эффект вторичных частиц окажется значительным, необходимо облучать мишени различной толщины и полученные результаты экстраполировать к нулевой толщине.

**Методы приготовления тонких мишеней.** В кратком обзоре невозможно сколько-нибудь полно охватить методы, применяемые для приготовления тонких мишеней. Исследование каждого нового элемента обычно ставит и новые проблемы; для приготовления мишеней различной толщины необходимо пользоваться разными методами: метод приготовления мишени из большого количества материала может оказаться непригодным в том случае, когда мишень следует изготовить из нескольких миллиграммов обогащенного препарата дорогостоящего изотопа; вопросы о характере и возможности применения подложки, о площади мишени также оказываются весьма существенными при выборе методики. В настоящем разделе эти вопросы будут обсуждены лишь очень кратко. Детальное рассмотрение методов изготовления тонких мишеней проводится в работе Яффе [1].

Проще всего проблема приготовления мишени решается в тех случаях, когда можно достать готовую фольгу нужной толщины, изготовленную заводским способом. Однако возможность приобретения фольги различных металлов толщиной меньше нескольких  $\text{мг}/\text{см}^2$  весьма ограничена; наиболее доступными являются фольги из алюминия, никеля и золота. Для приготовления мишеней из большинства металлов используют метод напыления в вакууме. Этот же метод применим для приготовления мишеней различной толщины из неметаллов и некоторых химических соединений. В ходе приготовления мишени напылением расходуется большое количество вещества, однако таким образом удавалось изготовить мишени даже из индивидуальных изотопов. Осадки можно напылять на подложки, выполненные из различного материала (металлическая фольга, полимерные пленки). В том случае, когда необходимо иметь мишень без подложки,

применяют различные методы удаления или растворения последней; одним из самых удачных методов приготовления таких мишеней является напыление вещества мишени на слой соединения, растворимого в воде (например,  $\text{BaCl}_2$ ,  $\text{NaCl}$  или глицерин), который наносится на стекло. При осторожном растворении этого слоя пленка из вещества мишени всплывает. Таким способом были приготовлены пленки без подложек из различных материалов. Толщина этих пленок достигала  $0,01 \text{ мг/см}^2$ . Для нанесения небольших количеств материала иногда более эффективно не напыление в вакууме, а катодное распыление.

Другим важным методом приготовления мишеней является электроосаждение. Этим способом можно получать мишени не только из металлов, но также из оксидов и других соединений. В большинстве случаев электроосаждение можно осуществить почти количественно, что особенно важно при работе с обогащенными изотопами. Удаление материала подложки в этом случае обычно труднее, чем для мишеней, напыленных в вакууме; однако, если в качестве электрода для осаждения использовать очень тонкую металлическую пленку, полученную напылением в вакууме на полимерную фольгу, последнюю можно удалить растворением. Для приготовления мишеней применяли также методы электрофоретического осаждения из суспензий. При использовании так называемого метода электрораспыления вещество, из которого предполагается приготовить мишень, растворяют в органическом соединении и раствор помещают в капилляр. Между капилляром и металлической фольгой, укрепленной вблизи кончика капилляра, создают большую разность потенциалов, в результате чего раствор из капилляра разбрызгивается очень тонкой струей и на фольге образуется довольно равномерный осадок растворенного вещества. Электрораспыление применяют для почти количественного нанесения очень тонких ( $\lesssim 0,1 \text{ мг/см}^2$ ) пленок различных соединений на фольги-подложки.

Описано множество других специфических методов приготовления мишеней. В некоторых случаях используют термическое разложение газов на горячих поверхностях, в частности для изготовления пленок бора, никеля и углерода соответственно из  $\text{B}_2\text{H}_6$ , тетракарбонила никеля и  $\text{C}_2\text{H}_2$ .

Приготовление мишеней из индивидуальных изотопов часто весьма затруднительно. В идеальном случае такие мишени следовало бы готовить прямо в установке для разделения изотопов, если нужный изотоп собирать на подложку мишени; такой метод, однако, может быть использован далеко не в каждой лаборатории.

Если к однородности образца не предъявляется слишком серьезных требований, можно в ряде случаев приготовить мишени седиментацией из суспензий, иногда с применением какого-нибудь связующего агента. Полезный, хотя и очень трудоемкий метод [2], предназначенный для работы с препаратами обогащенных изотопов или другими ценными материалами, состоит в том, что подложку мишени многократно смачивают порциями спиртового раствора нитрата металла, содержащего небольшое количество цанонового лака. После каждого смачивания осадок прокалывают для удаления большей части органического вещества и протирают папиросной бумагой для улучшения однородности образца и свойств поверхности мишени. Затем наносят следующую порцию раствора. Этим методом были приготовлены очень хорошие мишени из таких веществ, как оксиды лантанидов и актинидов

**Измерение толщины мишеней.** Во всех случаях, когда для исследования применяют тонкие мишени, необходимо уметь измерять их толщину

ны. Более того, в большинстве случаев предъявляются определенные требования и к постоянству толщины мишени на некоторой площади. Методы, используемые для определения толщины мишеней и степени их однородности, весьма разнообразны.

Измерения с помощью микрометров проводят лишь в редких случаях. Определение толщины мишеней без подложки часто проводят путем взвешивания образца с точно измеренной площадью. Этот метод применим в тех случаях, когда мишень нанесена на подложку; при этом подложку следует взвешивать перед нанесением мишени. Отношение веса мишени и подложки в этом случае не должно быть слишком мало. Взвешивания очень тонких мишеней необходимо проводить на микровесах. Гравиметрический метод не дает сведений об однородности мишени, однако некоторые данные об однородности мишени в большем масштабе можно получить, взвешивая несколько соседних участков мишени.

Для измерения толщины тонких пленок можно использовать метод флуоресцентной рентгеновской спектрометрии.

Для определения толщины и однородности тонких пленок в настоящее время широко используют методы, основанные на поглощении  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц в веществе [1]. Для этой цели применяют коллимированные пучки моноэнергетических  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц низкой энергии; исследуемую фольгу помещают между источником излучения и детектором. Методы, основанные на использовании  $\alpha$ -излучателей, дают более точные результаты в том случае, если  $\alpha$ -частицы достигают детектора почти в самом конце пробега. Тогда даже незначительные изменения толщины образца в большей степени отражаются на скорости счета детектора. Приборы для определения толщины материала, основанные на регистрации прошедшего через него  $\alpha$ - или  $\beta$ -излучения, могут быть сравнительно простыми, если предназначаются для относительных измерений и контроля однородности. Однако при тщательной калибровке их можно использовать и для абсолютных измерений толщины с точностью до  $1-2 \text{ мкг/см}^2$ . Один из наиболее удачных методов измерения толщины состоит в регистрации хорошо коллимированного пучка  $\alpha$ -частиц до и после фольги с помощью спектрометра с высокой разрешающей способностью, например состоящего из полупроводникового детектора с амплитудным анализатором. Мерой средней толщины фольги, помещенной на пути луча, является сдвиг спектральной линии в сторону низких энергий; уширение линии может дать некоторую информацию о неоднородности фольги в микромасштабе. Вместо радиоактивного источника  $\alpha$ -лучей можно использовать также моноэнергетический пучок из ускорителя [3].

В ряде случаев значительно более целесообразно измерять толщину мишени не до облучения, а после него. Для этой цели образец с тщательно измеренной площадью растворяют и полученный раствор или его аликвотную порцию подвергают химическому анализу.

## В. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ И ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ

Почти при любом исследовании ядерной реакции необходимо знать энергию или интенсивность потока бомбардирующих частиц или, чаще всего, и то и другое. Требования к точности такого рода сведений могут изменяться в широких пределах в зависимости от характера рассматриваемой проблемы. Разработаны различные методы определения энергии и ин-

тенсивности пучков, пригодные для разных энергетических интервалов. В следующих параграфах будут коротко рассмотрены основные методы определения этих важных параметров, применяемые исследователями в области ядерной химии; особое внимание будет уделено трудностям, возникающим при подобных исследованиях.

**Определение энергии частиц.** Наиболее точные методы определения энергии заряженных частиц основаны на измерении отклонения пучков в магнитном или электрическом поле. Такого рода методы обычно используют при работе с выведенными пучками ускорителей, рассчитанных на относительно низкие энергии (например, генератора Ван де Граафа, циклотронов и линейных ускорителей). Они обычно применяются не только для определения энергии, но также и для выделения из пучка групп моноэнергетических частиц. Применение выделенных практически моноэнергетических пучков частиц (разброс по энергиям порядка 0,1%) часто оказывается необходимым при изучении рассеяния или исследований в области ядерной спектроскопии и т. п. Однако этот метод, как правило, не практикуется при решении экспериментальных задач, представляющих интерес для специалистов в области ядерной химии (например, при определениях функций возбуждения), так как применение магнитного или электростатического анализа обычно приводит к очень сильному снижению интенсивности пучка.

Магнитное поле любого циклического ускорителя в определенной мере производит разделение частиц по энергиям, и в принципе энергию пучка можно определить по значениям напряженности поля и радиуса орбиты. Для многих целей таких сведений об энергиях пучков достаточно. Максимальные энергии пучков циклотронов и синхроциклотронов можно оценить по характеристикам установок с точностью до 2—3%. Истинное значение разброса по энергиям в пучке обычно несколько меньше (как правило, около 1%). Однако, поскольку неоднородность пучка обусловлена главным образом неконцентричностью орбит (которая в свою очередь зависит от оптики ионного источника), значение разброса по энергиям в процентах возрастает с уменьшением радиуса орбиты. По этой причине может произойти значительное искажение функций возбуждения, полученных путем использования внутренних пучков, движущихся по орбитам различных радиусов в циклотронах или синхроциклотронах. Тем не менее изменение радиуса орбиты часто оказывается единственным практическим методом получения различных необходимых энергий в условиях работы на синхроциклотроне.

При работе на синхротроне энергия частицы в каждый момент цикла ускорения однозначно определяется значением мгновенной радиочастоты и величиной радиуса равновесной орбиты. Частоту измерить значительно легче, чем получить столь же точные значения параметров магнитного поля. Поэтому энергии частиц в синхротронах можно легко определять с точностью примерно до 1%. Более того, энергию частиц можно легко варьировать путем изменения момента времени в цикле ускорения, когда снимается радиочастотное поле. Зависимость энергии от времени снятия радиочастотного поля для синхротронов обычно бывает известна.

Для точного измерения энергии частиц при достаточно низких уровнях энергии в настоящее время шире применяются кристаллические детекторы. Однако для измерения энергий выше 50 или 100 Мэв исследователи в области ядерной химии чаще всего пользуются экспериментальными значениями пробегов частиц в веществе и соотношением пробег— энергия.

Величину пробега можно определять различными методами, однако во всех случаях необходимо применять поглотители и тот или иной детектор. В качестве детектора можно использовать цилиндр Фарадея (в особенности если необходимо измерять не только интенсивность, но и энергию пучка) или почти любое радиометрическое устройство. Удобным индикатором пучка может служить обесцвечивание синего целлофана. При работе на циклотроне исключительно большое значение имеет возможность дистанционного измерения пробега частиц в поглотителе. Для этой цели удобно использовать диск, который при вращении с помощью сервомеханизма последовательно вводит в пучок поглотители различной толщины, закрепленные на его окружности.

Точность абсолютных измерений энергии частиц методами поглощения зависит от используемого соотношения между пробегом и энергией; при энергии  $40 \text{ Мэв}$  эта величина, вероятно, не может быть лучше  $0,5\text{—}1\%$ . В ряде случаев, однако, важно определить лишь относительную точность измерения двух или более значений энергий; она может оказаться значительно выше, чем точность абсолютных значений. Применение поглотителей из фольги позволяет не только определить пробеги частиц, но и понизить энергию пучка, что используется, например, при исследовании функций возбуждения методом «стопы фольги». В этом случае бомбардировке подвергают целую стопку из чередующихся фольг-мишеней из исследуемого материала и фольг-поглотителей нужной толщины, что позволяет определить эффективные сечения реакции при различных энергиях бомбардирующих частиц. Этот экспериментальный метод позволяет получить сведения о характере функции возбуждения даже без регистрации интенсивности. Однако для того чтобы надежно определить энергию частиц пучка при реакциях в той или иной фольге-мишени, необходимо, как правило, использовать соотношение между пробегом и энергией для нескольких веществ. Кроме того, исследование может осложняться образованием в поглотителях вторичных частиц и изменением энергии частиц пучка при рассеивании (ср. гл. IV, раздел А). Моноэнергетические пучки с более низкими энергиями можно довольно успешно получать с помощью замедлителей и последующего магнитного анализа (в том случае, когда допустимо уменьшение интенсивности в  $10\text{—}100$  раз). Такой метод снижения энергии становится все менее целесообразным с увеличением энергии частиц, что обусловлено усилением разброса по энергии и образования вторичных частиц в этих условиях. Для энергий выше  $100 \text{ Мэв}$  этот метод применяется очень редко.

**Измерение потока нейтронов.** Величина потока тепловых нейтронов, например в ядерном реакторе, определяется путем активации соединения с известным значением эффективного сечения. В качестве монитора чаще всего используют золото ( $\text{Au}^{197}$ ), из которого при захвате нейтрона (эффективное сечение  $\sigma = 99 \text{ барн}$ ) образуется изотоп  $\text{Au}^{198}$  с периодом полураспада  $2,698$  дня. Число атомов  $\text{Au}^{198}$ , образованных из  $W \text{ мг Au}^{197}$  в конце облучения длительностью  $t \text{ сек}$  в потоке тепловых нейтронов  $nv$ , равно

$$N_{198} = nv \cdot \sigma \cdot \frac{W}{197} \cdot 6,02 \cdot 10^{20} \frac{(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda},$$

где  $\lambda$  — постоянная распада  $\text{Au}^{198}$  в  $\text{сек}^{-1}$ ,  $nv$  — поток нейтронов в  $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  ( $n$  — число нейтронов в одном кубическом сантиметре и  $v = 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$  — наиболее вероятная скорость максвелловского распределения

при  $20^\circ$ ). Поскольку величины  $W$  и  $t$  легко измерить, а  $\sigma$  предполагается известным, задача определения потока нейтронов  $nv$  сводится, в сущности, к нахождению  $N_{198}$  — числа атомов  $Au^{198}$ , т. е. к измерению абсолютной скорости распада. К счастью, схема распада  $Au^{198}$  довольно проста и допускает применение метода совпадений, описанного в разделе Е. Для измерения мощности потока нейтронов можно использовать и другие реакции радиационного захвата, например  $Co^{59}(n, \gamma)Co^{60}$ . Во всех этих случаях необходимо, чтобы выполнялся закон  $\sigma \sim 1/v$ , так чтобы максвелловское распределение скоростей можно было бы заменить одним значением  $v = 2200$  м/сек (см. приложение В).

**Измерение потока заряженных частиц [4].** Для абсолютных измерений потоков заряженных частиц чаще всего используют цилиндр Фарадея. Это устройство представляет собой изолированный электрод, предназначенный для поглощения всех сталкивающихся с ним частиц пучка, а также всех заряженных вторичных частиц, образующихся в веществе электрода. Частное от деления полного заряда цилиндра Фарадея на заряд одной частицы ( $e$  для протона,  $2e$  для  $\alpha$ -частицы и т. п.) позволяет определить общее число частиц, вошедших в цилиндр. Заряд  $Q$  можно измерить по падению напряжения  $\Delta V$  в цепи, содержащей конденсатор с известной емкостью  $C$  ( $Q = C\Delta V$ ). Чаще используют нулевой метод, состоящий в точном измерении потенциометром того напряжения, которое следует подать через конденсатор, чтобы восстановить начальный потенциал цилиндра. В лучших из известных методов применяют электронные схемы, позволяющие измерять ток в цепи и поддерживать потенциал цилиндра близким к нулю.

Изготовление цилиндров Фарадея довольно затруднительно по ряду причин. Необходима хорошая изоляция, прибор должен работать в высоком вакууме, так как ионизация газа вблизи цилиндра может исказить результаты. При изготовлении цилиндров Фарадея основное внимание уделяют тому, чтобы обеспечить поглощение вторичных заряженных частиц, в особенности вторичных электронов. Для уменьшения телесного угла утечки вторичных электронов электрод выполняют в форме чаши с отверстием малого диаметра и относительно большой глубиной. Рассеянные электроны можно устранишь также при использовании магнитных полей в сотни гаусс. С другой стороны, в цилиндр Фарадея не должны попадать вторичные электроны, образованные при взаимодействии пучка с любыми другими объектами (например, с окошками, коллиматорами и т. п.). С ростом энергии пучка удержание вторичных заряженных частиц становится все труднее, так что размер цилиндров Фарадея, применяющихся для измерения пучков с энергиями в несколько сотен  $Mev$ , становится весьма значительным.

В силу ряда практических соображений другим методом определения полной энергии пучка, применяющимся только в случае сравнительно невысоких энергий, является калориметрия. Если пучок и все образующиеся вторичные частицы поглотить в калориметре, то, измеряя выделяющееся тепло, можно измерить произведение энергии отдельной частицы и числа частиц в пучке. Одним из преимуществ калориметрического метода является возможность его использования при исследовании пучков внутри ускорителей, где сильные магнитные и электрические поля затрудняют применение цилиндра Фарадея. В случае выведенных пучков удобнее применять цилиндр Фарадея.

При более высоких энергиях ( $\gg 100$  Мэв) абсолютные измерения интенсивности пучка обычно основываются на подсчете индивидуальных частиц с помощью телескопической системы счетчиков или ядерных фотоэмульсий [5]. Эти методы применимы для анализа пучков сравнительно небольшой интенсивности; калибровку вторичных устройств для измерения более высоких интенсивностей обычно проводят исходя из этих абсолютных методов. Регистрацию слабо ионизирующих частиц с общей интенсивностью примерно до  $5 \cdot 10^6$  частица/см<sup>2</sup> (независимо от распределения интенсивности по времени) удобно осуществлять с помощью ядерных фотоэмульсий. Измерения с помощью телескопической системы счетчиков возможны только в условиях, когда потери за счет разрешающего времени малы; поэтому максимальная средняя интенсивность, которую можно зарегистрировать данной телескопической системой счетчиков и подсобной аппаратурой, в большой степени зависит от распределения интенсивности пучка по времени, которая в синхротронах характеризуется зависимостью с резкими максимумами.

**Калибровка мониторов.** При наличии надежного метода регистрации пучка можно в принципе прокалибровать по нему любое другое устройство. При использовании «вторичных» мониторов следует с известной осторожностью относиться к результатам, полученным вне области предвараемой калибровки; в ходе калибровки необходимо контролировать линейность получаемой зависимости. Это имеет особенно важное значение для любых приборов, регистрирующих ионизацию или световые кванты (сцинтилляционные и черенковские счетчики). В литературе описано много типов мониторов, характеризующихся рядом преимуществ и недостатков [4].

Наилучшими мониторами могут служить ядерные реакции с известными сечениями. Они особенно полезны при исследованиях в области ядерной химии и практически свободны от затруднений, связанных с нелинейностью. На практике знание абсолютных значений сечений не требуется, если активность продукта реакции измеряется (желательно без химического отделения от фольги-мишени) в тех же самых условиях, в которых она измерялась при калибровке по абсолютному монитору. Метод мониторинга пучка, основанный на измерении наведенной радиоактивности, можно использовать почти в любом энергетическом интервале. Однако наибольшее значение этот метод приобретает в области высоких энергий ( $>100$  Мэв) в силу следующих причин:

1. Рассеяние и поглощение в тонких фольгах в этом случае имеет относительно меньшее значение, причем фольга-мишень и фольга-монитор подвергаются воздействию идентичных пучков (число и энергия частиц одинаковы, что не имеет места при низких энергиях).

2. Во внутренних пучках синхроциклотронов и протонных синхротронов эффективные потоки частиц через мишени могут намного превышать интенсивности циркулирующих пучков из-за многократного прохождения; число прохождений зависит от энергии частиц, характеристик ускорителя, толщины и состава мишени, и поэтому активация фольги-монитора, находящейся в пачке фольг-мишеней, является единственным надежным средством определения эффективного потока частиц через мишень. Облучения в циркулирующих пучках часто имеют большие преимущества как раз потому, что многократное прохождение повышает эффективную интенсивность пучка во много раз по сравнению со значительно легче регистрируемой интенсивностью выведенного пучка.

Ядерные реакции, которые удобны для использования в качестве мониторов пучков протонов с высокими энергиями, представлены в табл. 23

Таблица 23

*Ядерные реакции, применяемые для мониторингования пучков протонов высоких энергий*

Реакция <sup>а)</sup>	Период полураспада продукта реакции	Основной тип излучения	Сечение, <i>макр</i> <sup>б)</sup>			Примечания
			300 Мэв	3 Бэв	30 Бэв	
$C^{12}(p, pn)C^{11}$	20,4 мин	$\beta^+$	35,8	27,1	26,8	Лучший монитор для малых времен облучения
$Al^{27}(p, 3pn)Na^{24}$	15,0 час	$\beta^-$ , $\gamma$	10,1	9,1	8,6	Чувствительна также к вторичным частицам малой энергии
$Al^{27}(p, spall)F^{18}$	110 мин	$\beta^+$	6,6	6,8	6,2	Применяется при длительных облучениях
$C^{12}(p, spall)Be^7$	53,6 дней	$\gamma$	10,0	10,3	9,2	
$Au^{197}(p, spall)Tb^{149}$	4,1 час	$\alpha$	0,0	1,2 <sup>в)</sup>	?	Порог при энергии $\approx 600$ Мэв

<sup>а)</sup> Обозначение (*p, spall*) применяется для реакции скалывания.

<sup>б)</sup> Значения сечений реакций взяты из работы [5].

<sup>в)</sup> Сечения, приводимые для реакции образования  $Tb^{149}$ , относятся к той доле изотопа, которая распадается с испусканием  $\alpha$ -частицы.

Реакция  $C^{12}(p, pn)C^{11}$  тщательно прокалибрована абсолютными методами в широком интервале энергий (50 Мэв — 30 Бэв). Однако, так как период полураспада  $C^{11}$  составляет только 20 мин, эту реакцию целесообразно применять только при относительно коротких облучениях. По этой причине в качестве монитора чаще используется реакция образования  $Na^{24}$  из алюминия. Эффективное сечение этой реакции почти не зависит от энергии протонов в интервале от 100 Мэв до 30 Бэв. Активность облученной алюминиевой фольги можно легко измерить без проведения химических операций разделения; через 24 час после облучения все короткоживущие изотопы распадаются и активность  $Na^{24}$  можно наблюдать в отсутствие других радиоактивных примесей. Недостаток этого метода состоит в том, что  $Na^{24}$  может образовываться в мишени также при действии вторичных нейтронов с низкими энергиями по реакции  $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$ . Образование  $F^{18}$  из алюминия в меньшей степени зависит от вторичных процессов и поэтому может служить при некоторых условиях более надежным монитором. Последняя реакция из представленных в табл. 23 — образование из золота  $\alpha$ -излучающего  $Tb^{149}$  — обладает той особенностью, что имеет очень высокий порог ( $\approx 600$  Мэв). Содержание  $\alpha$ -радиоактивного  $Tb^{149}$  ( $t_{1,2} = 4,12$  час) легко определить в облученном образце золотой фольги после распада короткоживущих  $\alpha$ -активных изотопов. Все эти реакции, используемые в качестве мониторов, подробно рассмотрены в работе [5].

## Г. ХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ОБЛУЧЕННЫХ МИШЕНЕЙ

Этот раздел посвящен рассмотрению проблем очистки и выделения радиоактивных изотопов, образованных в результате ядерных реакций. Такого рода задачи возникают перед исследователями в области ядерной химии или радиохимии по крайней мере в двух случаях: 1) когда надо определить выход известного продукта ядерной реакции или просто получить и изолировать его в целях дальнейшего использования. При этом может возникнуть необходимость выделения из мишени определенного изотопа в радиохимически чистом виде (иногда даже свободным от ряда неактивных примесей) и в форме определенного химического соединения; 2) когда возникает задача определения атомного номера, массового числа или периода полураспада вновь открытого или неидентифицированного изотопа. Применение химических методов разделения необходимо в обоих случаях в силу следующих причин:

1. Бомбардировка ядер почти всегда сопровождается одновременным протеканием реакций нескольких типов. Вследствие этого возникает необходимость разделения продуктов различных реакций.

2. В условиях облучения образуются также побочные радиоактивные продукты из примесей в веществе мишени.

Загрязняющие образец примеси (помимо обычных химических примесей) появляются и в ходе самой бомбардировки; в частности, при облучении на циклотроне, когда мишень для удобства охлаждения припаивается, напрессовывается или наносится на металлическую подложку методом электроосаждения, а также может быть завернута в металлическую фольгу, следует принимать во внимание продукты ядерных превращений в веществе контейнера, подложки, припоя и флюсов.

При облучении медленными нейтронами единственным процессом, протекающим в подавляющем большинстве элементов мишеней, является ( $n, \gamma$ )-реакция. Следовательно, при облучении медленными нейтронами достаточно чистых веществ, может быть, и нет необходимости производить химические разделения. Однако в этом случае радиоактивный продукт реакции является изотопом элемента мишени и для получения высоких удельных активностей иногда весьма желательно освободить его от большей части массы мишени. Методы, разработанные для этих целей, описаны в разделе Д гл. VII. В данном разделе рассмотрим только методы выделения продуктов ядерных реакций, не являющихся изотопами элемента мишени.

**Сравнение с обычными аналитическими методами.** Химические разделения, применяемые радиохимиками при анализе облученных мишеней, во многом аналогичны обычным аналитическим методам, однако имеют и некоторые важные отличительные особенности. Одной из них является фактор времени, имеющий весьма существенное значение при исследовании радиоактивных изотопов с малыми периодами полураспада. Простые методы анализа, например обычное разделение двух катионов, могут стать весьма трудными, если проведение реакции, сушку осадков и приготовление из них образцов необходимо провести за несколько минут. Обычные аналитические методики, включающие длительное нагревание, медленное фильтрование и другие медленные стадии, совершенно неприменимы для разделения короткоживущих изотопов. Поэтому разработаны экспрессные методы, позволяющие проводить разделения всего лишь за несколько секунд [6, 7].

При радиохимических separations, по крайней мере в тех случаях, когда образцы подвергались облучению частицами с небольшими энергиями, обычно приходится иметь дело с несколькими элементами, имеющими близкие атомные номера. Поэтому методы, предполагаемые полными схемами качественного анализа, часто следует изменять или сокращать. С другой стороны, разделение соседних элементов часто оказывается достаточно затруднительным, что можно видеть на примере таких групп, как Ru, Rh, Pd или Hf, Ta, или любой последовательности соседних редкоземельных элементов. Продукты реакций, протекающих под действием частиц с очень высокими энергиями, а также фрагменты, образующиеся при делении ядер, могут иметь атомные номера, различающиеся в довольно широких пределах. В этих случаях методы разделения значительно больше напоминают обычные схемы анализа или чаще предназначаются для отделения одного или нескольких элементов от всех остальных. Последняя группа методов особенно необходима при выделении короткоживущих изотопов, потребовавшем разработки множества специфических приемов.

При радиохимических separations получение высокого выхода часто не имеет особого значения в том случае, если величину выхода можно оценить. Может оказаться, что важнее получить 50%-ный выход (или даже 10%-ный) отделяемого радиоактивного элемента за 10 мин, чем 99%-ный выход за 1 час (особенно если период полураспада изотопа составляет 10—20 мин). Высокая химическая чистота препаратов радиоактивных веществ требуется далеко не всегда. Для идентификации и изучения радиоактивных элементов и при многих исследованиях методом меченых атомов она не имеет существенного значения. Для большинства биологических исследований, однако, может потребоваться высокая химическая чистота препарата. С другой стороны, радиохимическая чистота необходима во всех случаях и часто должна быть очень высокой.

**Предосторожности, необходимые при работе с радиоактивными веществами.** В некоторых случаях наличие радиоактивного излучения может оказывать влияние на процессы разделения. При очень высоких уровнях активности (скажем, порядка  $10^{12}$   $\beta$ -распадов в минуту на миллилитр раствора) химическое действие излучения (например, разложение и нагрев воды или других растворителей) может повлиять на процессы разделения. Однако значительно более важным является тот факт, что уже при существенно более низких уровнях активности, особенно в случае  $\gamma$ -препаратов, исследователь, проводящий разделение, получает опасные дозы излучения, если процесс не осуществляется дистанционно или за защитным экраном достаточной толщины. При более низких уровнях активности, например если активность образца составляет несколько микроюри и опасность облучения минимальна, все же важно не допустить радиоактивных загрязнений лабораторий, чтобы не повысить фон счетчика и не затруднить определение малых активностей. Опасности радиоактивных загрязнений и, следовательно, необходимые меры предосторожности обусловлены многими факторами, в частности количеством исследуемого радиоактивного изотопа, природой и энергией излучения, периодом полураспада и, возможно, химическими свойствами соединения.

При работе с источниками радиоактивного излучения следует выполнять некоторые общие правила техники безопасности. Для определения уровня активности на рабочем месте необходимо использовать дозиметрическую аппаратуру (гл. V, раздел Г) и в соответствии с этим установить, какой метод защиты необходим. Все операции должны по возможности осу-

ществляться в вытяжном шкафу с достаточной кратностью обмена или в сухих камерах. Чтобы избежать загрязнений в случае разливания раствора, лучше всего работать над кюветой или поверхностью, покрытой фильтровальной бумагой. Радиоактивные растворы не следует набирать в шпатель ртом. Вещества с активностью даже в несколько микрокюри нельзя трогать голыми руками. В условиях работы образец должен обычно находиться в контейнере, из которого при необходимости его извлекают щипцами или руками в перчатках. При несколько более высоких уровнях  $\gamma$ -излучения (обычно в пределах милликюри) разделения необходимо вести за защитными экранами из свинца, которые обычно собирают из свинцовых кирпичей в форме, удобной для проведения конкретной работы. В этом случае операции осуществляются с помощью захватов или других приспособлений. Для работы с препаратами очень больших активностей (выше  $10^{12}$   $\gamma$ -квант/мин) необходимо применять более сложные методы дистанционного управления и контроля. Очевидно, что в этих условиях процессы химического разделения оказываются более трудоемкими и часто требуют значительного видоизменения.

Более подробное рассмотрение вопросов техники безопасности при работе с радиоактивными веществами и способов защиты от облучения можно найти в работах [8, 9, 10, 11, 12, 13].

**Носители.** Количество радиоактивного вещества, образующегося в условиях облучения, обычно очень мало. Отметим, например, что образец 37-минутного  $\text{Cl}^{38}$  с активностью  $10^8$  *распад/сек* весит около  $2 \cdot 10^{-11}$  г. Количество изотопа  $\text{Sr}^{89}$  (с периодом полураспада 51 день) с той же активностью весит  $1 \cdot 10^{-7}$  г. Таким образом, вещество, которое приходится выделять радиохимическими методами, часто содержится в мишени практически в невесомых количествах\*. Ясно, что обычные аналитические методы, включающие осаждение и фильтрование или центрифугирование, неприменимы для выделения таких ничтожных количеств. При очень больших разбавлениях (при исследовании методом радиоактивных индикаторов) вещества часто проявляют иные свойства, чем растворы тех же веществ обычных концентраций. Для ультрамалых концентраций веществ большое значение может иметь адсорбция на стенках сосуда, пылинках и других взвешенных частицах.

На практике к образцу, содержащему радиоактивное вещество, обычно добавляют некоторое количество нерадиоактивного изотопа того же элемента, которое служит носителем исследуемого микрокомпонента во всех последующих химических реакциях. В большинстве случаев бывает недостаточно добавлять носитель только для определенного выделяемого продукта ядерного превращения. Часто оказывается необходимым добавлять носители также и для других активностей, известных или предполагаемых, включая образованные из примесей в мишени.

Во многих случаях не обязательно добавлять носители для всех присутствующих радиоактивных изотопов в отдельности, так как некоторые элементы могут проявлять в достаточной мере одинаковые свойства и, следовательно, следы одного из них могут быть захвачены макроскопическими количествами другого. Например, нерастворимый сульфид, такой, как  $\text{CuS}$ , как правило, адсорбирует микроколичества ионов  $\text{Hg}^{2+}$ ,  $\text{Bi}^{3+}$ ,

\* Действительно, масса элемента, образованного при ядерной реакции, часто оказывается меньше масс примесей нерадиоактивных изотопов того же элемента в веществе мишени и в реактивах, используемых в процессах разделения.

$Pb^{2+}$ , которые также образуют сульфиды, нерастворимые в кислотах. С другой стороны, многие осадки (например,  $BaSO_4$  или  $Fe(OH)_3$ ) имеют склонность захватывать или адсорбировать многие посторонние вещества, и поэтому необходимо добавлять носители не только для ионов, которые предполагается осадить, но и для тех ионов, которые должны при этом остаться в растворе\*.

Например, если радиоактивный цинк нужно отделить от трехвалентного железа при осаждении из раствора  $Fe(OH)_3$  избытком аммиака, весь меченый цинк может остаться в растворе только при добавлении необходимого количества неактивного цинка. В таких случаях носитель иногда называют удерживающим носителем (или «антиносителем»). В дальнейшем вкратце будут рассмотрены те случаи, в которых применение носителей не обязательно.

Ранее было отмечено, что часто наибольшее значение имеет очень высокая степень радиохимической чистоты препарата. Нередко активность исследуемого продукта составляет лишь незначительную долю общей активности мишени, однако данный продукт может быть полностью очищен от других радиоактивных примесей. Столь высокая степень очистки обычно легко достигается путем повторного отделения примесей с помощью новых порций носителя, до тех пор пока удаляемые фракции не станут достаточно неактивными. Этот принцип «отмывания» можно проиллюстрировать отделением слабой активности кобальта от примесей радиоактивной меди. К 0,3 *M* раствору  $HCl$ , содержащему указанные радиоактивные вещества, добавляют соли кобальта и меди в качестве носителей, осаждают сульфид меди и отделяют его центрифугированием, избыток  $H_2S$  удаляют при кипячении, к фильтрату добавляют новую порцию соли меди и повторяют процесс до тех пор, пока осадок  $CuS$  не станет практически неактивным. Этот метод применим не только к реакциям осаждения. Примеси радиоактивного железа можно удалить многократным извлечением  $FeCl_3$  из 9 *M* раствора  $HCl$  изопропиловым эфиром, добавляя новые порции  $FeCl_3$  в качестве носителя после каждой экстракции. При использовании данного метода следует, однако, быть уверенным, что в каждом цикле вместе с примесями не происходит частичного удаления основного исследуемого вещества. При правильной работе активность последовательно отделяемых фракций, содержащих примесь, должна существенно уменьшаться (и приблизительно равными долями, если условия проведения каждой стадии примерно одинаковы).

Добавленное неактивное вещество может служить носителем для радиоактивного продукта только в том случае, если они оба находятся в одной и той же химической форме. Например, трудно ожидать, чтобы неактивный подвид мог служить носителем активного подда, находящегося в форме подат-иона; фосфат натрия не будет носителем для элементарного радиоактивного фосфора. Химическую форму, в которой продукт превращения оказывается после ядерной реакции, обычно трудно предсказать. Ответ на этот вопрос получен лишь для очень немногих случаев. Однако часто

\* В первые десятилетия после открытия радиоактивности ученые проявляли значительный интерес к законам, управляющим соосаждением и адсорбцией, а также к процессам, лежащим в основе действия носителей [14]. В настоящее время исследования в этой области ведутся не так интенсивно; установлены лишь некоторые общие зависимости, позволяющие предсказать возможность соосаждения в тех или иных условиях. Полезное общее правило, выведенное в 1913 г. Фаянсом, можно сформулировать следующим образом: условия, при которых вещество осаждается в макроколичествах, благоприятны для соосаждения следов этого соединения с посторонним веществом.

можно путем соответствующей обработки мишени перевести радиоактивное вещество в нужную химическую форму. Например, если цинковую мишень растворить в сильно окислительной среде (скажем, в  $\text{HNO}_3$  или  $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}_2$ ), любой изотоп меди, образованный при ядерных реакциях, будет обнаружен в форме  $\text{Cu}^{2+}$ . Во всех случаях, когда возникают какие-либо сомнения относительно химической формы продукта ядерного превращения, например его валентности, присутствия в составе комплексных или недиссоциированных соединений, единственным возможным способом избежать затруднений является добавление носителя во всех возможных формах с последующим превращением всех их в одну форму. Если операцию превращения валентных форм провести до добавления носителя, результаты могут оказаться неудовлетворительными. Не всегда целесообразно добавлять носитель (например, иод) в наивысшем валентном состоянии ( $\text{IO}_4^-$ ) и восстанавливать до низких степеней окисления ( $\text{I}_2$ ). В этом случае восстанавливаются, по-видимому, не все атомы радиоактивного иода, существующие первоначально в промежуточных состояниях окисления.

До сих пор не обсуждался вопрос о количествах прибавляемых носителей. На практике обычно используют примерно 2—20 мг каждого вещества-носителя; количества менее 1 мг применяют только в редких случаях. При выделении изотопа из больших по весу мишеней иногда требуются большие количества носителей (от 100 до 500 мг)\*. Для определения химического выхода на каждой отдельной стадии или по крайней мере для всего процесса в целом часто необходимо измерять количество носителя на различных этапах работы. В таких случаях неудобно использовать очень малые количества носителя. С другой стороны, при изготовлении источников с большими удельными активностями количества носителя должны быть по возможности малы. Удельную активность образца иногда выражают как отношение числа радиоактивных атомов к общему числу атомов данного элемента в образце. Более удобно выражать ее в скорости распада, отнесенной к единице веса. Высокие удельные активности особенно необходимы во многих биологических и медицинских исследованиях, а также при решении физических или химических задач с помощью радиоактивных индикаторов в тех случаях, когда требуется малое поглощение излучения в самом образце или когда в ходе работы происходит очень большое разбавление.

Образцы с очень высокими удельными активностями можно получить, применяя на первых стадиях разделения неизотопный носитель, который затем может быть отделен от радиоактивного вещества. При выделении радиоиттрия  $\text{Y}^{88}$  ( $t_{1/2} = 108$  дней) из стронциевых мишеней, подвергавшихся бомбардировке дейтронами в качестве носителя радиоактивного  $\text{Y}^{3+}$ , можно использовать ион  $\text{Fe}^{3+}$ . Гидроокись железа осаждают, отделяют центрифугированием, промывают, затем снова растворяют и после добавления еще некоторого количества стронция в качестве удерживающего носителя осаждают  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  еще несколько раз для достижения возможно более полного отделения от активного стронция. Наконец гидроокись железа, являющуюся носителем радиоактивного иттрия, растворяют в 9 M  $\text{HCl}$  и экстрагируют хлорид железа изопропиловым эфиром, причем активный иттрий остается в водной фазе практически без носителя. Использование неизотопных носителей имело особое значение в первых работах с искусственно полученными элементами, которые не встречаются в при-

\* В радиохимической лаборатории удобно иметь готовые растворы большого числа элементов. Концентрация этих растворов может составлять от 1 до 10 мг/мл.

роде (гл. VII, раздел E). Например, большинство химических процессов, применявшихся во время второй мировой войны для отделения плутония от облученного урана в промышленном масштабе, было разработано с помощью индикаторных количеств элементов еще до того, как были получены весовые количества плутония. Общее правило, приближенно выполняющееся при соосаждении веществ в ультрамалых концентрациях с неизотопными носителями, указано в примечании на стр. 398.

Не все химические операции требуют прибавления носителей. Некоторые реакции, особенно те, в которых не участвуют твердые фазы, иногда можно осуществить и с микроколичествами вещества без применения носителей. Ввиду чрезвычайной важности получения высоких удельных активностей было уделено много внимания разработке методов приготовления образцов ряда радиоактивных веществ без носителя (см. работы [15, 16]). В последующем кратком описании различных химических методов разделения будет указано, какие из них пригодны для приготовления препаратов без носителя. Подробные описания многих радиохимических методов выделения и очистки большинства элементов (за исключением  $\text{Pu}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Li}$  и  $\text{V}$ ), в частности без носителей, приводятся в ряде монографий [7].

**Осаждение.** В большинстве радиохимических разделений, как и в обычных методах химического анализа, важную роль играют методы осаждения. При этом основная трудность возникает в связи с увлечением в осадок других радиоактивных продуктов. Некоторые осадки, например  $\text{MnO}_2$  и гидроокись железа, настолько эффективны в этом отношении, что их иногда специально добавляют для удаления малых количеств примесей. Другие осадки, например фториды редких земель и сульфид меди, осаждаемые в кислом растворе, или элементарный теллур, выделяющийся в осадок при восстановлении сернистым ангидридом, почти не адсорбируют вещества, растворимые в данных условиях; эти радиоактивные вещества, следовательно, можно иногда отделить (сохранить в растворе) без прибавления удерживающих носителей. Большинство осадков проявляет в этом отношении промежуточные свойства. Радиоактивное вещество, находящееся в растворе без носителя, может адсорбироваться также и на осадках, полученных предварительно и добавляемых к раствору в виде суспензии. Однако выделение на заранее приготовленных осадках обычно менее эффективно, чем соосаждение.

Радиоизотоп, для которого возможны две степени окисления, можно выделить в чистом виде путем последовательных процессов осаждения в одном из валентных состояний, перевода в другое валентное состояние и осаждения захваченных примесей. Например, очистку  $\text{Ce}$  от примесей других радиоактивных элементов иногда проводят путем повторения нескольких циклов, включающих осаждение иодата церия, восстановление до  $\text{Ce(III)}$ , осаждение иодата циркония (при этом трехвалентный  $\text{Ce}$  остается в растворе) и еще одно окисление до  $\text{Ce(IV)}$ .

Выше уже приводился пример использования  $\text{Fe(OH)}_3$  в качестве неизотопного носителя иттрия с высокой удельной активностью. Аналогичный метод можно применять и для выделения других двух- и трехвалентных катионов, которые соосаждаются с  $\text{Fe(OH)}_3$ , например  $\text{Be}^{2+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{V}^{3+}$ , редких земель и даже некоторых анионов, например фосфат-иона (метод эффективен в том случае, если выделяемое радиоактивное вещество окажется в данных условиях единственным соединением, которое адсорбируется гидроокисью железа). В ряде случаев с успехом применяют и другие реакции соосаждения, особенно если последующее отделение

радиоизотопа от неизотопного носителя может быть осуществлено каким-либо методом, отличным от осаждения.

Адсорбция на стенках стеклянных сосудов и на фильтровальной бумаге, которая иногда сильно затрудняет работу, в ряде случаев была успешно использована для разделения элементов. Например, иттрий количественно адсорбируется без носителя на фильтровальной бумаге из щелочного раствора стронция при таких концентрациях, при которых еще не достигается произведение растворимости гидроокиси иттрия.

**Ионообменное разделение.** Исключительно удобный метод разделения, используемый как с применением носителей, так и без них, состоит в адсорбции смеси ионов на ионообменной смоле и последующем избирательном вымывании отдельных ионов. В ряде работ описаны очень эффективные методы разделения с помощью катионитов и анионитов [17—21]. Большинство катионообменных смол (например, амберлит IR-1 или дауэкс-50) представляет собой синтетические полимерные продукты, содержащие свободные сульфогруппы. Анионообменные смолы, например дауэкс-1, обычно содержат четвертичные аминогруппы с подвижными ионами гидроксила. Распределение любого элемента между раствором и смолой в большой степени зависит от природы ионных форм этого элемента (гидратированный ион или различные анионные или катионные комплексы), от их концентрации и, следовательно, от состава раствора. Можно подобрать условия, при которых почти для любой пары ионов это распределение будет различным.

На практике раствор разделяемых элементов пропускают через колонку с тонкоизмельченной смолой, причем условия (состав раствора, размеры колонки и скорость пропускания) выбираются таким образом, чтобы адсорбция происходила в узкой зоне верхней части колонки. В простейшем случае некоторые ионы пройдут через колонку, в то время как другие будут адсорбированы ионообменником. Так, например,  $Ni(II)$  и  $Co(II)$  разделяют путем пропускания 12 *M* солянокислого раствора этих элементов через колонку с дауэксом-1.  $Co(II)$  образует отрицательно заряженный хлоридный комплекс  $[CoCl_4]^{2-}$  и удерживается в смоле, в то время как  $Ni(II)$ , по-видимому, не образует такого комплекса и остается в растворе.

Чаше на ионообменной смоле адсорбируется сразу несколько разных ионов, которые затем разделяют путем пропускания через колонку растворов, отличающихся по составу от исходного раствора разделяемых ионов. В качестве таких вымывающих растворов часто используют комплексообразователи, образующие с отдельными ионами комплексные соединения различной устойчивости. При этом смола и комплексообразователь конкурируют между собой в отношении образования связи с каждым ионом, и если условия работы колонки близки к равновесным, каждый ион, продвигаясь вниз по колонке, многократно обменивается между смолой и комплексным соединением\*. Число стадий адсорбции и десорбции на ионообменной смоле в такой колонке можно сопоставить с числом теоретических тарелок в ректификационной колонке. Скорости продвижения различных ионов при прочих равных условиях неодинаковы, так как устойчивость соединений с ионитом и комплексообразователем различны для

---

\* Условия приближаются к равновесным при малой скорости потока, большом отношении количества смолы и разделяемых ионов и малом размере частиц смолы. На практике приходится идти на компромисс между высокой эффективностью разделения и скоростью.

разных ионов. Разделение особенно эффективно, если оба эти фактора действуют в одном направлении, т. е. если устойчивость комплекса возрастает по мере ослабления прочности связи иона со смолой. По мере продвижения различных адсорбированных слоев по колонке расстояние между ними возрастает и наконец ионы нижнего слоя появляются в растворе на выходе из колонки. Различные ионы можно собирать по отдельности в последовательных фракциях выходящего раствора.

С наибольшим успехом метод катионного обмена был применен для разделения редкоземельных элементов как без носителей, так и в количествах порядка граммов и сотен граммов. Через колонку пропускали 5%-ный раствор лимонной кислоты, рН которого поддерживался с помощью аммиака в пределах 2,5—8 в зависимости от характера смолы и других условий. Сравнительно недавно было показано, что применение  $\alpha$ -оксизомаасляной кислоты позволяет осуществить разделение редкоземельных элементов еще быстрее и эффективнее [7, 22]. Редкие земли вымываются в порядке, обратном последовательности их атомных номеров, причем иттрий выходит из колонки между диспрозием и гольмием. Этот метод позволяет проводить очень хорошее разделение и в некоторых случаях понизить количество примесей до 0,0001%. При непрерывной записи удельной активности вытекающего из колонки раствора как функции времени получается кривая с острыми максимумами, соответствующими отдельным редкоземельным элементам. Этот метод позволил идентифицировать несколько изотопов элемента 61. Методы ионного обмена с использованием  $\alpha$ -оксизомаасляной кислоты как одного из наиболее эффективных комплексообразователей были с большим успехом применены для разделения актиноидов, как уже указывалось в гл. VII, раздел Е (см. также работу [22]).

При обработке облученных мишеней необходимы довольно значительные скорости проведения химических операций. В этих условиях часто оказывается более целесообразным использовать не катионообменные, а анионообменные смолы, так как при этом допустимы значительно большие скорости пропускания растворов через колонку. При определенных условиях большое число элементов образует анионные комплексы, и весьма вероятно, что можно разработать общую схему анализа, основанную исключительно на ионообменных разделениях. Если в 12 *M* растворе HCl присутствуют все переходные элементы от марганца до цинка, то все они, за исключением Ni(II), адсорбируются на смоле дауэкс-4. Применяя для вымывания в последовательном порядке растворы 6 *M*, 4 *M*, 2,5 *M*, 0,5 *M* и 0,005 *M* HCl, можно выделить из смеси соответственно Mn(II), Co(II), Sn(II), Fe(III) и Zn. Если количество этих элементов в смеси не превышает нескольких миллиграммов, то такое разделение можно осуществить на колонке длиной 10 см и диаметром несколько миллиметров примерно за полчаса. Весьма интересен также метод разделения палладия, родия, иридия и платины с помощью ионообменной смолы дауэкс-50. Родий, палладий и иридий адсорбируются на смоле из разбавленного раствора HClO<sub>4</sub>, не содержащего ионов галогенов, а ионы Pt в колонке не задерживаются. Затем палладий вымывают 0,1 *M* раствором HCl, родий — 2 *M* раствором HCl и, наконец, иридий — 5 *M* раствором HCl. В этом случае имеет место адсорбция катионов, и эффективное разделение основано на различии между константами устойчивости хлоридных комплексов.

Большинство методов ионного обмена применимо для разделения элементов как без носителей, так и в присутствии последних. Ранее уже отмечалась исключительная эффективность ионообменных смол, позво-

лившая выделить буквально несколько атомов менделеевия (см. гл. VII, раздел E).

Помимо органических ионообменных смол применяют и некоторые неорганические иониты. Например, удастся получить очень хорошее разделение щелочных элементов при вымывании растворами  $\text{NH}_4\text{Cl}$  ионов из колонок, заполненных микрокристаллическим фосфатом или молибдатом циркония.

**Испарение.** В радиохимической практике часто применяются и другие методы разделения, позволяющие избегать трудностей, связанных с осаждением. К ним относятся испарение, экстракция, электроосаждение и выщелачивание. С помощью всех этих методов в определенных условиях можно проводить выделение радиоактивных элементов без носителей. Радиоактивные благородные газы можно извлекать из водных растворов или расплавов потоком какого-либо инертного газа\*. Летучестью таких соединений, как  $\text{GeCl}_4$ ,  $\text{AsCl}_3$  и  $\text{SeCl}_4$ , пользуются для отделения их от других хлоридов путем отгонки из солянокислых растворов. Аналогично осмий, рутений, рений и технеций можно отделить от других элементов и друг от друга методом, включающим дистилляцию их окислов  $\text{OsO}_4$ ,  $\text{RuO}_4$ ,  $\text{Re}_2\text{O}_7$  и  $\text{Tc}_2\text{O}_7$ .  $\text{Pd}^{103}$  без носителя получают из родиевых мишеней путем соосаждения палладия с селеном (при восстановлении  $\text{H}_2\text{SeO}_3$  сернистым ангидридом) и последующего удаления селена отгонкой из раствора хлорной кислоты.

Методы разделения различных соединений, основанные на испарении и сублимации, позволяют получать очень хорошие результаты при условии, что в ходе работы не происходит загрязнения дистиллята за счет разбрызгивания или механического захвата примесей. Большинство методов, основанных на различной летучести, можно пользоваться без применения изотопных носителей; иногда разделения проводят в потоке какого-нибудь газа, используемого в качестве неизотопного носителя. В некоторых случаях необходимы специальные меры предосторожности для того, чтобы избежать потерь летучих радиоактивных веществ при растворении облученных мишеней или при самом облучении.

**Экстракция** [23]. Во многих случаях соединения ряда элементов могут быть количественно извлечены из водного раствора органическими растворителями, причем коэффициенты распределения часто почти не зависят от концентрации даже при очень больших разбавлениях (например, до  $10^{-12}$  или  $10^{-15}$  M). В других случаях, особенно если в органической фазе происходит димеризация (как при экстракции хлорида железа диэтиловым эфиром), вещества без носителя не извлекаются. Экстракционные методы часто бывают очень полезны, когда необходима высокая скорость и специфичность разделения. В большинстве случаев за экстракцией следует рекстракция — обратное извлечение в водную фазу увлеченных примесей.

При радиохимических исследованиях часто проводят экстракцию хлоридов Fe(III), Ga(III), Tl(III) различными эфирами. Коэффициенты распределения в большой степени зависят от концентрации HCl. Экстракция диэтиловым эфиром из 6 M HCl или изопропиловым эфиром из 8—9 M HCl позволяет очень хорошо отделить эти соединения почти от всех

\* Этот метод, в частности, был успешно применен в экспериментах по обнаружению нейтрино (см. гл. VIII, раздел B) и позволил выделить потоком гелия несколько атомов  $\text{Ar}^{47}$  из нескольких тысяч литров четыреххлористого углерода.

хлоридов других металлов. Отделение галлия от железа и таллия в виде Fe(II) и Tl(I) можно осуществить путем экстракции GaCl<sub>3</sub> эфиром в присутствии восстановителей.

Нитраты золота и ртути можно экстрагировать этилацетатом из азотнокислого раствора. Извлечение значительных количеств уранил-нитрата из азотнокислого раствора этиловым эфиром позволяет с очень большой эффективностью отделять осколки деления без носителей от массы облученного урана. Извлечение этиловым эфиром синей надхромовой кислоты, образующейся при добавлении H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> к раствору бихромата, является превосходным методом очистки хрома от радиоактивных примесей, хотя и дает низкие выходы. В качестве примера можно упомянуть еще о методах извлечения диэтилового кадмия четыреххлористым углеродом, тиоцианата кадмия хлороформом, ацетилацетоната бериллия бензолом и многих других. Продуманный выбор комплексообразователей, например этилендиаминтетрауксусной кислоты (ЭДТУ), позволяет сделать извлечение данного элемента более специфичным. Например, при извлечении ацетилацетоната бериллия присутствие ЭДТУ препятствует соэкстракции каких-либо других ионов вместе с бериллием (вследствие образования комплексов).

Некоторые органические вещества, например теноилтрифторацетон (ТТА), как было обнаружено, образуют внутрикомплексные соединения со многими ионами металлов [24]. Эти комплексы растворимы преимущественно в неполярных растворителях, например в бензоле. Поскольку константы устойчивости внутрикомплексных соединений разных металлов по-разному зависят от pH, иногда удается применить специфические методы разделения, включающие несколько стадий экстракции при различных pH.

Можно также выделить активный продукт из массы твердого вещества мишени путем выщелачивания. Этот способ успешно применяется для анализа мишеней из окиси магния, облученных нейтронами и дейтронами. Радиоактивный натрий достаточно легко отделяется от основной массы такой мишени при выщелачивании горячей водой.

**Электрохимические методы.** Электролиз или электрохимическое осаждение можно использовать либо для выделения нужного радиоактивного элемента, либо, наоборот, для выделения примесей с оставлением нужного вещества в растворе. Например, можно выделить радиоактивную медь из раствора цинковой мишени путем электроосаждения. Радиоактивный цинк без носителя можно выделить из облученной дейтронами медной мишени посредством ее растворения и электролиза раствора до удаления всей меди.

При попытках использовать электродные процессы для осаждения радиоэлементов, концентрация которых часто бывает ничтожна, следует иметь в виду, что критический потенциал  $E$ , измеренный в соответствующих условиях, может значительно отличаться от стандартного потенциала  $E_0$ ; согласно уравнению Нернста,

$$E = E_0 - \frac{RT}{nF} \ln Q,$$

где  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура,  $F$  — число Фарадея,  $n$  — число электронов, передаваемых в соответствии с уравнением реакции, и  $Q$  — отношение термодинамических активностей конечных и исходных продуктов (каждое значение активности возведено в соответствующую степень согласно уравнению реакции, как в константе

равновесия). Если активность вещества, выделенного на электроде из чрезвычайно разбавленного раствора, принять за 1, то значение  $Q$  может оказаться очень большим. Путем измерения потенциалов осаждения радиоактивных веществ без носителя были определены стандартные электродные потенциалы некоторых искусственно полученных элементов еще до того, как их удалось получить в макроколичествах.

Для отделения веществ без носителя от большой массы примесей иногда можно использовать методы химического вытеснения. Классическим примером является отделение полония от свинца путем осаждения на серебре. Аналогичным образом радиоактивный висмут, полученный при бомбардировке свинцовых мишеней, можно почти количественно выделить из горячего раствора 0,5 М HCl на порошке никеля. Этот метод отделения висмута и свинца можно использовать для отделения 0,8-секундного ядерного изомера  $Pb^{207m}$  от материнского вещества (висмута).

#### Д. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ

При изготовлении образцов для измерения активности приходится применять весьма разнообразные экспериментальные методы. В большинстве случаев необходимо обеспечить удобное и воспроизводимое геометрическое расположение образца и детектора, а также учитывать эффекты рассеяния и поглощения излучения в самом образце и подложке. Наибольшие трудности возникают при приготовлении образцов в том случае, когда требуется определить абсолютные скорости или абсолютные энергии распада. Менее трудно сопоставление активности образцов различных радиоактивных изотопов. Приготовление образцов проще всего в том случае, когда надо только определять относительные интенсивности препаратов одного радиоактивного изотопа или измерять активность одного и того же образца несколько раз. В радиохимической практике, к счастью, чаще всего проводятся именно такие относительные измерения. Однако и в этом случае часто бывает трудно достигнуть воспроизводимых результатов.

**Выбор измерительной аппаратуры.** При измерении активности радиоактивных изотопов необходимо с большим вниманием относиться к выбору химической и физической форм исследуемых образцов. Одним из определяющих факторов является характер излучения данного изотопа; возможности существующей счетной аппаратуры имеют не меньшее значение. Образцы для счета  $\alpha$ -излучателей обычно представляют собой тонкие слои, нанесенные на подложки методами электроосаждения или дистилляции. С целью измерения активности эти образцы помещают внутрь пропорционального счетчика или ионизационной камеры либо располагают вблизи кристаллического счетчика. Активность изотопов, обладающих излучением низкой энергии ( $\beta$ -лучи с малой энергией, рентгеновские лучи, электроны конверсии или электроны Оже), можно определить с большой эффективностью путем превращения исследуемых образцов в газообразные вещества, которые могут быть использованы в качестве компонентов рабочей смеси счетчиков. Например, соединения, меченные углеродом-14, превращают путем сжигания в  $CO_2$  и затем вводят в пропорциональный счетчик вместе с определенным количеством аргона, метана или смеси аргона с метаном; в широком интервале парциальных давлений  $CO_2$  (0,5—5 мм рт. ст.) эффективность счета практически равна 100%, счетчик работает

стабильно. Для применения этого метода необходима высококачественная вакуумная аппаратура.

Препараты  $\beta$ -излучателей чаще всего готовят в виде тонких твердых образцов, активность которых определяют с помощью счетчиков с тонкими окошками. Недостатки этого метода связаны с недостаточной воспроизводимостью и трудностью учета эффектов поглощения и самопоглощения. Поэтому, если образец испускает одновременно  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванты, следует учитывать возможные преимущества измерения  $\gamma$ -излучения.  $\gamma$ -Кванты значительно слабее поглощаются в веществе, чем  $\beta$ -частицы, и поэтому колебания толщины образцов и стенок счетчиков при регистрации  $\gamma$ -излучения обычно несущественны. Счет  $\gamma$ -квантов особенно целесообразен, если существует возможность использования в работе сцинтилляционных счетчиков, для которых характерна высокая чувствительность к  $\gamma$ -излучению. В качестве образцов можно использовать твердые вещества или растворы, помещаемые под счетчик в стандартных кюветах. Для измерения активности жидких образцов лучше всего использовать сцинтилляционный счетчик с «колодцем», нашедший широкое применение в радиохимической практике. Даже при использовании гейгеровского или пропорционального счетчиков иногда следует отдавать предпочтение счету  $\gamma$ -квантов, особенно в тех случаях, когда лимитирующим фактором является не общая, а скорее удельная активность вещества; при счете  $\gamma$ -квантов можно пользоваться образцами большого размера.

Большая часть радиохимических исследований обычно сопряжена с измерением  $\beta$ -активности твердых образцов. В следующих параграфах будут рассмотрены некоторые вопросы, связанные с определением активности твердых образцов  $\beta$ -излучателей.

**Обратное рассеяние.** Явление обратного рассеяния электронов было описано в гл. IV, раздел Б. Для достижения воспроизводимости при счете  $\beta$ -частиц образцы, очевидно, следует устанавливать таким образом, чтобы для всей серии образцов обратное рассеяние было или одинаковым или пренебрежимо малым. Если интересуют только относительные скорости распада, образцы лучше всего наносить на толстые подложки, изготовленные из материалов с низким значением  $Z$  (полимерные материалы или алюминий), и проводить все измерения в одинаковых геометрических условиях. Если необходимо с большой точностью сравнить активности различных  $\beta$ -излучателей, следует учитывать возможные различия между рассеянием  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -частиц и зависимость обратного рассеяния от энергии частиц (особенно в случае мягкого  $\beta$ -излучения). В тех случаях, когда необходима максимальная точность, образцы предельно малой толщины следует нанести на практически невесомые полимерные пленки ( $<0,1$  мг/см<sup>2</sup>)\* и измерять активность с помощью  $4\pi$ -счетчиков (см. раздел Е).

Ввиду того что рассеянные электроны обладают более низкой энергией, кривая поглощения, полученная при использовании образца данного  $\beta$ -излучателя, нанесенного на толстую подложку, характеризуется несколько большим начальным наклоном, чем при нанесении образца на тонкую пленку. Граничная энергия при этом, конечно, не изменяется.

\* Такие пленки нетрудно приготовить из полимеров типа «формвар», найлона или цапного лака [1]. Выбранное вещество растворяют в подходящем растворителе, каплю раствора наносят на поверхность чистой воды, растворитель упаривают и извлекают из воды образовавшуюся пленку с помощью металлической рамки или проволоочной петли.

**Поглощение и рассеяние частиц в источнике.** При любом определении  $\beta$ -активности образцов конечной толщины следует учитывать поглощение и рассеяние излучения непосредственно в материале источника. Поправки на эти эффекты становятся пренебрежимо малы лишь только в том случае, если толщина образца не превышает нескольких десятых  $мг/см^2$ . Однако применение таких тонких образцов часто нецелесообразно, особенно когда используются химические методы выделения с изотопными носителями.

В тех случаях, когда необходимо определять активность более толстых образцов  $\beta$ -излучателей, следует или определенным образом стандартизировать толщину образцов (этого часто бывает достаточно для относительных измерений, например при исследованиях методом меченых атомов), или построить калибровочную кривую с использованием образцов различной толщины. Необходимо обращать особое внимание на то, чтобы геометрические размеры всех образцов и другие их свойства были одинаковы, и опытным путем проверять воспроизводимость результатов. При использовании калибровочных кривых можно учесть и влияние обратного рассеяния.

Необходимость эмпирической калибровки обусловлена не только зависимостью эффектов самопоглощения и саморассеяния от энергии частиц, но также большим влиянием химического состава образца, подложки и геометрического расположения образца и детектора [25]. Вообще говоря, уменьшение скорости счета с толщиной образца (если общая активность не изменяется) никогда не является ни линейным, ни экспоненциальным. В ряде случаев, особенно для материалов с малыми  $Z$  и при умеренных энергиях  $\beta$ -частиц ( $E_{max} \cong 0,2-0,5 Мэв$ ), скорость счета в некоторых пределах может практически не зависеть от толщины образца. В случае жестких  $\beta$ -излучателей, особенно если образец состоит из вещества с высоким  $Z$ , с увеличением толщины образца сначала наблюдается даже некоторое увеличение скорости счета, а затем постепенный спад. Начальное увеличение скорости счета обусловлено попаданием в измерительный прибор электронов, рассеянных в материале образца. По этой причине скорость счета может возрасти примерно в 1,3—1,4 раза по сравнению с наблюдающейся для ультратонких образцов; максимальное значение достигается при толщине образца в пределах 1—10  $мг/см^2$ . Когда толщина образца достигает примерно 10% пробега  $\beta$ -частиц, кривая самопоглощения принимает почти экспоненциальную форму обычной кривой поглощения.

При изготовлении все более и более толстых образцов из материала, содержащего радиоактивный изотоп (при определенной удельной активности, например из  $CaCO_3$ , меченого  $C^{14}$ ), измеряемая скорость счета сначала возрастает, а затем приближается к постоянному значению. Это значение «насыщения», очевидно, не является мерой полной активности образца, но связано с активностью поверхностного слоя образца, толщина которого не превышает пробега  $\beta$ -частицы  $R$  и характеризует удельную активность исследуемого радиоактивного материала. Этот факт иногда с успехом используют при измерении активности изотопов, характеризующихся мягким  $\beta$ -излучением; при этом нет необходимости вводить поправки на самопоглощение и нужно измерить только активности «бесконечно» толстых образцов некоторой постоянной площади и одинакового химического состава. Действительно, во многих исследованиях методом радиоактивных индикаторов удельная активность часто имеет большее значение, чем общая активность. Минимальная толщина, необходимая при

такого рода исследованиях, очевидно, соответствует величине пробега  $R$ . Для большинства практических целей достаточна толщина порядка  $0,75 R$ , поскольку относительный вклад самых нижних слоев очень мал.

**Методы приготовления образцов.** Существует огромное количество методов приготовления твердых образцов для измерения радиоактивности. Выбор того или иного метода зависит от способа регистрации излучения, общей и удельной активности вещества, физических и химических свойств радиоактивного элемента, толщины и степени однородности образца, предназначенного для измерений, необходимости количественного или полуколичественного переноса вещества и т. п.

Один из простейших методов состоит в том, что раствор, содержащий радиоактивное вещество, упаривают досуха в чашечке или — в случае малых количеств — на пластинке, помещенной под обычной инфракрасной лампой. Поверхность осадка, полученного таким методом, обычно неоднородна, большая часть его образует кольцо по краям. Если активное вещество сначала осадить, а затем упарить влажную массу (желательно при перемешивании), то осадок получается значительно более однородным. Влажный осадок можно добавлять частями и подсушивать каждую порцию. Иногда можно добиться хороших результатов, помещая на плоскую поверхность дна чашечки или диска кружок папиросной бумаги несколько меньшего размера, чем имеющаяся поверхность. Раствору или суспензии дают распространиться по бумаге и затем высушивают; после высушивания вес такого образца составляет около  $1 \text{ мг/см}^2$ . Иногда предпочитают пользоваться другими методами приготовления образцов, также позволяющими получить однородные осадки на определенной площади. Так, например, площадь образца можно ограничить кольцом из папиросного лака на поверхности диска; применение поверхностноактивного вещества, например тетраэтиленгликоля, позволяет получать путем упаривания растворов значительно более однородные осадки [2].

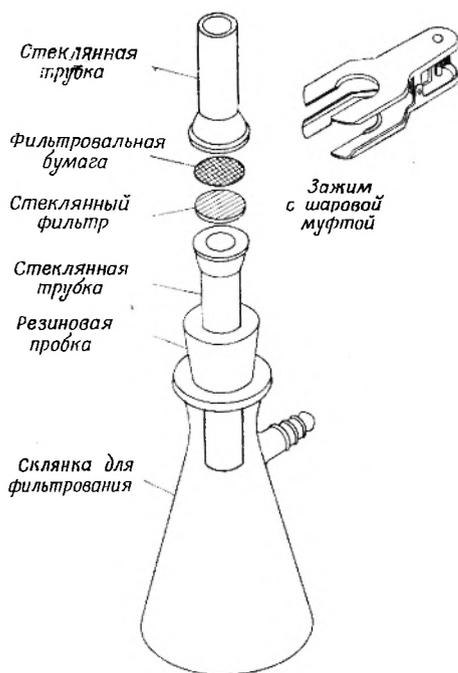
В тех случаях, когда объемы осадков, растворов или суспензий значительны, удобнее использовать другие методы приготовления образцов. Путем фильтрования через небольшую воронку Бюхнера или тигель Гуча можно получить на фильтровальной бумаге практически однородный и почти количественно перенесенный осадок. Если после фильтрования осадок и фильтр промыть спиртом или ацетоном\*, частицы осадка, проникшие с боков под фильтр, будут смыты; кроме того, бумага при этом высыхает значительно быстрее даже без промывания эфиром. Площадь осадка можно ограничить с помощью стеклянной трубки, плотно прижатой к бумаге на поверхности дна воронки Бюхнера. На рис. 90 изображено очень удобное приспособление для изготовления образцов методом фильтрования. Кружок фильтровальной бумаги помещают на диск из пористого стекла с оплавленным на огне ободком и закрепляют с помощью специ-

---

\* Спирт, используемый при изготовлении образцов, главным образом для понижения поверхностного натяжения, служит иногда и для других целей. Так, например, если при центрифугировании часть осадка задерживается поверхностью раствора (менском), то путем прибавления к раствору нескольких капель спирта и повторного центрифугирования можно добиться того, чтобы эта часть присоединилась к основной массе осадка на дне центрифужной пробирки. При описанном ранее методе нанесения суспензий на поверхность подложки остатки взвеси можно легко удалить из микрошпательки, промывая ее несколькими каплями спирта; в качестве микрошпательки обычно используют стеклянную трубку, один конец которой оттянут в длинный капилляр диаметром не более  $1 \text{ мм}$ . Трубка соединена с резиновой грушей, как у глазной капельницы.

ального зажима между утолщенными и плоско отшлифованными концами двух стеклянных трубок. Верхняя трубка ограничивает площадь образца, нижняя вводится через резиновую пробку в склянку для фильтрования.

Для получения однородных осадков применяют осаждение с последующим промыванием и высушиванием. С этой целью используется специальное устройство с отделяемым дном, которое может служить подложкой



Р и с. 90. Удобное приспособление для приготовления образцов радиоактивных изотопов методом фильтрования.

при измерении активности образца. С помощью ячеек такого типа, помещенных в пробирки лабораторных центрифуг, можно получать более компактные осадки в течение значительно более коротких промежутков времени.

Осадки, приготовленные любым из описанных выше методов, необходимо тщательно высушивать перед измерением активности. В противном случае регистрируемая активность будет меняться со временем вследствие того, что эффекты самопоглощения и самораспада зависят от содержания воды в образце. Иногда при высушивании образца происходит распыление осадка. Это особенно опасно, если приводит к загрязнению измерительной аппаратуры радиоактивной пылью. Во избежание этого при первом высушивании образца следует нанести на его поверхность несколько капель раствора цапонового лака в спирте или коллодия в ацетоне. Концентрация лака или коллодия должна быть невелика, так чтобы толщина пленки на поверхности осадка не превышала  $0,1 \text{ мг/см}^2$ .

Если излучение анализируемого радиоактивного изотопа обладает достаточной проникающей способностью, растворы радиоактивного вещества в стеклянных и полимерных сосудах можно помещать в «колодец» сцинтилляционного счетчика; радиоактивные растворы можно наливать также в сосуды из тонкого стекла, охватывающие обычный счетчик. В не-

которых случаях измерения проводят при полном погружении стеклянного счетчика (за исключением мест ввода электродов) в раствор радиоактивного вещества. Измерения активности сравнительно толстых слоев растворов можно осуществить с достаточной воспроизводимостью лишь при условии, что плотности растворов не слишком различаются и относительное содержание элементов разных атомных номеров поддерживается постоянным (это особенно важно при измерении активности  $\gamma$ -излучателей) (см. гл. IV, раздел В).

Многие из описанных выше методов изготовления тонких пленок (для облучения) пригодны также для приготовления тонких образцов радиоактивных соединений (для измерения активности). Так, например, если радиоактивный элемент является металлом, подобным меди, очень хорошие образцы для измерения можно приготовить методом электроосаждения. При подходящих условиях можно осаждать на электродах и другие элементы. Свинец, например, можно осадить на аноде в виде  $PbO_2$  из щелочных растворов плюмбитов. Нерастворимые гидроксиды можно осаждать из нейтральных растворов на катоде, вблизи которого повышается концентрация гидроксильных ионов:  $H_2O + e^- = \frac{1}{2} H_2 + OH^-$ . Нерастворимые ферроцианиды могут образовываться на катоде при восстановлении растворов некоторых феррицианидов. Фториды металлов можно осаждать на электродах в виде плотного слоя, если при окислении или восстановлении на электроде металл превращается в форму, образующую нерастворимое фтористое соединение; например, таким путем можно получить осадок  $UF_4$  на электроде и затем перевести его в  $U_3O_8$  путем прокаливания на воздухе.

**«Невесомые» образцы.** Приготовление исключительно тонких (часто довольно неточно именуемых невесомыми) образцов, используемых для целей  $\alpha$ - и  $\beta$ -спектрометрии и определения абсолютной активности, требует применения специальных приемов. Для того чтобы избежать уширения линий в спектрах  $\alpha$ -частиц или конверсионных электронов, свести к минимуму искажения  $\beta$ -спектров и обеспечить практически 100%-ную эффективность  $4\pi$ -счетчика, необходимо использовать образцы толщиной 1—10  $\mu\text{г}/\text{см}^2$ , обладающие высокой степенью однородности. Тонкие образцы для  $4\pi$ -счета и исследования форм  $\beta$ -спектров следует наносить на столь же тонкие подложки. Приготовление тонких полимерных пленок для этой цели описывалось выше; подробности методов можно найти в ряде обзорных работ [4, 26]. Пленка из непроводящего материала, на которую нанесен радиоактивный препарат, приобретает довольно большой заряд в результате испускания источником заряженных частиц; возникающий потенциал образца может в значительной степени исказить спектр испускаемых частиц. По этой причине пленки, используемые для нанесения образцов, исследуемых с помощью  $\beta$ -спектрометров или  $4\pi$ -счетчиков, должны обладать проводимостью; этого достигают путем напыления на пленку тонкого слоя металла ( $\approx 5 \mu\text{г}/\text{см}^2$ ). Для этой цели лучше всего использовать благородные металлы, поскольку образцы часто приходится получать осаждением из кислых растворов. Очень часто используют пленки из золота, однако применение палладия еще более целесообразно ввиду его малой поглощающей способности в инфракрасной области (по сравнению с золотом), что повышает вероятность разрыва пленки при высушивании образца под инфракрасной лампой.

При необходимости полностью перенести данное количество вещества на тонкую подложку (например, для измерения абсолютных скоростей

распада с помощью  $\gamma$ -счетчика) следует применить метод выпаривания раствора. Однородность осадка обычно достигается при использовании поверхностно-активного вещества, например инсулина. С этой целью водный раствор инсулина (с концентрацией около 5%) наносят пипеткой на поверхность подложки и затем удаляют отсасыванием. После этого подложку высушивают и наносят на нее раствор, содержащий радиоактивное соединение; раствор упаривают под инфракрасной лампой. Радиоактивные растворы (и промывные жидкости) можно наносить на поверхность подложки отдельными порциями и затем упаривать.

Если количественный перенос вещества не является необходимым, тонкие однородные образцы можно приготовить одним из методов, описанных в разделе, посвященном способам приготовления мишеней: напылением в вакууме, электроосаждением, методами электрофореза или электрораспыления [1, 2, 26]. Напыление путем испарения с накаленной проволоки можно использовать для приготовления образцов из большинства элементов. В некоторых случаях процесс можно проводить даже на воздухе; например, при нагревании таких летучих элементов, как полоний или астафин, их можно сконденсировать непосредственно на подложке, расположенной над нагреваемым объектом. В большинстве случаев используют простые вакуумные установки. Применение установок с хорошо продуманной конструкцией испарителя и приемника позволяет производить перенос радиоактивного вещества преимущественно в заданном направлении и, таким образом, избежать потерь. Конденсацию вещества можно проводить даже на тонкой полимерной пленке, если в условиях напыления она не разрушается теплом, исходящим от накаленной проволоки. При использовании метода напыления желателен сначала нагреть проволоку до температуры несколько более низкой, чем необходимая для испарения наносимого материала. Таким образом избавляются от летучих примесей и только после этого помещают подложку образца в нужное положение и доводят температуру до необходимого уровня. Специальные методы получения тонких радиоактивных препаратов разработаны для тех случаев, когда соответствующий изотоп образуется в ходе радиоактивных превращений, в особенности при  $\alpha$ -распаде. В этом случае энергию отдачи ядра, образующегося при  $\alpha$ -распаде, используют для отделения дочернего продукта от исходного вещества и для его переноса на расположенную рядом пластину-коллектор. Аналогично энергию отдачи можно использовать для перенесения продуктов ядерной реакции из тонкой мишени на фольгу-коллектор, расположенную по ходу пучка, выходящего из облучаемой мишени. Такого рода методы особенно широко используются при исследовании короткоживущих изотопов трансурановых элементов, образующихся при облучениях на ускорителе.

## Е. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ СКОРОСТЕЙ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Как указывалось выше, для определения абсолютной активности необходимо использовать значительно более сложные методы, чем при относительных измерениях. Однако в некоторых случаях знание истинных скоростей распада совершенно необходимо. Так, например, для определения эффективного сечения реакции необходимо знать число ядер, образовавшихся в ходе реакции. Если продукт реакции радиоактивен, эту величину легче всего определить путем измерения абсолютной скорости

распада при условии, что постоянная распада изотопа известна. Если необходимо определить функцию возбуждения, то достаточно сделать ряд относительных измерений, причем используемый прибор надо прокалибровать по образцу исследуемого изотопа, для которого известно значение абсолютной скорости распада. При исследованиях в области ядерной спектроскопии также часто бывает необходимо знать абсолютные активности препаратов. Так, например, когда надо определить относительную вероятность двух конкурирующих типов радиоактивного распада, приходится регистрировать излучения двух различных типов двумя различными приборами; естественно, следует знать абсолютные эффективности каждого прибора. Это относится, в частности, к определениям отношения  $\Sigma \lambda/\beta^+$ , абсолютных коэффициентов внутренней конверсии и часто даже к определению числа  $\gamma$ -квантов, испускаемых вслед за актом  $\beta$ -распада.

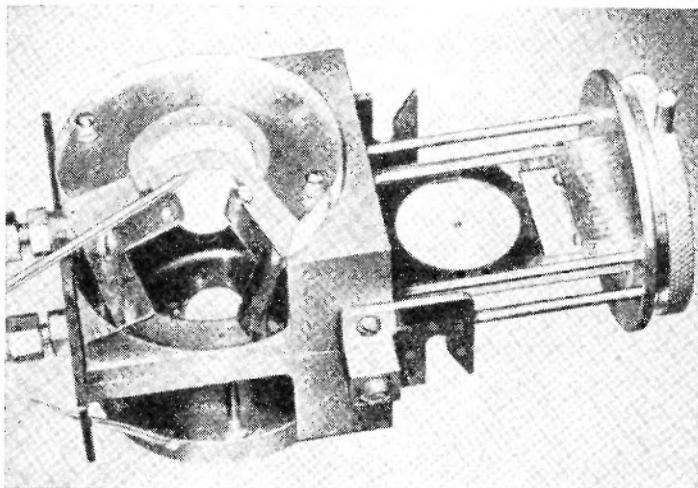
**$\alpha$ -Излучатели.** Определение абсолютных скоростей распада  $\alpha$ -активных препаратов, нанесенных на подложки в виде достаточно тонких, однородных слоев, сравнительно просто. При использовании пропорционального счетчика или ионизационной камеры с линейным усилителем можно с легкостью добиться 100%-ной эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц, попадающих в рабочий объем. Таким образом, при введении образца в объем счетчика или камеры можно производить абсолютные измерения с  $2\pi$ -геометрией. При использовании этого метода необходимо вводить поправку на обратное рассеяние  $\alpha$ -частиц от подложки; это значение в отличие от поправки на обратное рассеяние  $\beta$ -частиц невелико: оно составляет 4% для Pt и еще меньше для элементов с более низкими  $Z$ . При соблюдении некоторых условий этим способом можно определять скорости испускания  $\alpha$ -частиц с точностью до  $\pm 1\%$ . Лимитирующим фактором в данном случае является приготовление тонких и однородных образцов.

Применение калориметрического метода для измерения абсолютных скоростей  $\alpha$ -распада (см. гл. III, раздел D) позволяет получать результаты по крайней мере с такой же степенью точности. В этом случае активность используемого препарата должна быть больше, однако геометрическое расположение образца, его толщина и т. п. уже не имеют существенного значения. При использовании этого метода необходимо знать энергию  $\alpha$ -частиц, которую легко установить по величине пробега или, более точно, путем измерений с помощью магнитного спектрометра.

**Счетчики с  $4\pi$ -геометрией.** Для определения абсолютных скоростей распада, очевидно, удобно использовать счетчики с  $4\pi$ -геометрией, особенно если эффективность счета составляет 100%. В этом случае каждый импульс соответствует одному акту распада независимо от схемы распада изотопа (если, конечно, в процессе ядерного превращения не образуется метастабильных состояний, время жизни которых больше или сравнимо с разрешающим временем установки). Регистрируемая скорость счета в таком случае равна скорости радиоактивного распада.

Для определения абсолютных активностей разработано большое число счетчиков с  $4\pi$ -геометрией. Введение газообразного  $\beta$ -излучателя внутрь счетчика (обычно пропорционального) практически обеспечивает условия счета с  $4\pi$ -геометрией. Краевые эффекты и эффекты стенок могут играть некоторую роль, но значение этих величин легко установить из опытов с разными счетчиками с различным отношением чувствительного объема к общему. Таким путем особенно удобно производить определение абсо-

лютной активности изотопов, испускающих  $\beta$ -частицы малой энергии (например,  $H^3$ ,  $C^{14}$ ,  $S^{35}$  и  $Ni^{63}$ ). То же относится и к изотопам с малым  $Z$ , для которых характерны процессы электронного захвата (например,  $Ag^{37}$ ). В последнем случае можно сосчитать все электроны Оже, даже обладающие крайне низкими энергиями. В другом, но аналогичном варианте  $4\pi$ -метода анализируемый образец растворяют в жидком сцинтиляторе.



Р и с. 91.  $4\pi$ -Счетчик. Для удобства рассмотрения частично показан в разрезе. Видны две проволочные петли-аноды верхнего и нижнего счетчиков. Электрические вводы и штуперы для присоединения трубок, по которым проходит счетный газ, видны слева. Металлическая пластина с образцом, нанесенным на полимерную пленку, выдвинута из счетчика. (Данный тип  $4\pi$ -счетчика описан Уитпеллом [39].)

При этом оказывается возможным зарегистрировать каждый акт распада многих  $\beta$ -излучателей (кроме самых «мягких») и  $\gamma$ -излучателей (с энергией квантов меньше 200 кэв). Для уменьшения потерь за счет краевых эффектов необходимо использовать сцинтилляторы, размеры которых превышают величину пробега частиц, испускаемых исследуемым изотопом. Одной из основных задач, возникающих при использовании жидких сцинтилляторов для счета с  $4\pi$ -геометрией, является перевод активного вещества в химическую форму, которая допускала бы растворение в органическом сцинтиляторе без нежелательных изменений свойств последнего. В этом направлении было проделано множество исследований [27].

Твердые препараты  $\beta$ -излучателей можно анализировать с помощью  $4\pi$ -счетчиков только в виде чрезвычайно тонких образцов, нанесенных на очень тонкие подложки. Обычно такой образец укрепляют в центре тонкой металлической рамки и помещают между двумя одинаковыми пропорциональными счетчиками, соединенными параллельно. Каждый из этих счетчиков может представлять собой полусферу или полуцилиндр с анодом в виде нити или проволочной петли. Один из типов  $\beta$ -счетчиков с  $4\pi$ -геометрией представлен на рис. 91. При тщательном приготовлении образцов, нанесенных на проводящие пленки, применение  $4\pi$ -счетчиков позволяет достигать точности порядка  $\pm 1\%$  при определении абсолютной активности большинства  $\beta$ -излучателей. В процессе работы следует

периодически проверять рабочую характеристику счетчика (при анализе каждого образца или по крайней мере каждого нового изотопа). Были проведены многочисленные исследования, посвященные изучению влияния различных параметров на работу  $4\pi$ -счетчиков [28].

При попытках применить  $4\pi$ -счетчик для определения скорости распада изотопов, единственным или основным типом распада которых является захват орбитального электрона, возникают затруднения. Даже при использовании самых тонких образцов и подложек часть электронов Оже поглощается в образце и не попадает в чувствительный объем счетчика. С другой стороны, рентгеновское  $K$ -излучение всех элементов, кроме самых легких с большой вероятностью может поглотить чувствительный объем счетчика, так и не образовав пары ионов. Эффективность регистрации процесса захвата электрона, таким образом, вообще говоря, отлична от 0 и 100% и с трудом поддается оценке. Ниже будут описаны другие методы определения абсолютных скоростей распада для случая захвата орбитального электрона.

Детекторы с  $4\pi$ -геометрией применяются не только для исследования  $\beta$ -излучателей. Описаны различные методы, позволяющие регистрировать рентгеновские лучи и  $\gamma$ -кванты с низкой энергией с помощью сцинтилляционных счетчиков при геометрии, близкой к  $4\pi$ . Выращивание кристаллов NaI из растворов, содержащих радиоактивные вещества, было бы полезно, но крайне затруднительно. В большинстве случаев образец помещают между плоскостями двух кристаллов NaI или в канал («колодецу»), высверленный в кристалле сцинтиллятора, в то время как второй сцинтиллятор закрывает этот канал сверху. Выходы фотоумножителей соединяются таким образом, что амплитуды импульсов, зарегистрированных обоими сцинтилляторами при любом акте распада, суммируются. При использовании этого метода можно регистрировать фотоны умеренных энергий (примерно до  $\cong 200$  кэВ) со 100%-ной эффективностью. Именно таким путем, регистрируя флуоресцентное  $K$ -излучение, определяют скорости процессов электронного захвата для элементов с большими  $Z$ . Если  $f_K$  — выход флуоресценции для  $K$ -оболочки, то доля  $f_K$  от общего числа актов  $K$ -захвата сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, которое регистрируется сцинтилляционным счетчиком; так как величины  $f_K$  достаточно велики и хорошо известны (см. рис. 12), то скорости процессов электронного захвата можно определять с большой точностью.

**Метод совпадений.** Абсолютные скорости распада изотопов, схемы распада которых достаточно просты, можно определять с помощью метода совпадений. Для примера рассмотрим наиболее простой случай: каждый акт испускания  $\beta$ -частицы сопровождается испусканием одного  $\gamma$ -кванта, и спектр  $\beta$ -излучения простой. Имеется два счетчика для регистрации соответственно  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения; измеряется скорость счета  $\beta$ -частиц  $R_\beta$ , скорость счета  $\gamma$ -квантов  $R_\gamma$  и скорость  $R_{\beta\gamma}$  регистрации  $\beta$  —  $\gamma$  совпадений. Тогда  $R_\beta = R_0 c_\beta$ ,  $R_\gamma = R_0 c_\gamma$  и  $R_{\beta\gamma} = R_0 c_\beta c_\gamma$ , где  $c_\beta$  и  $c_\gamma$  — коэффициенты счетности, которые учитывают геометрический фактор, эффективность счета и поправку на поглощение, а  $R_0$  — истинная скорость распада. Отсюда следует, что  $R_\beta R_\gamma / R_{\beta\gamma} = R_0$ , и, таким образом, абсолютную скорость распада можно легко определить, комбинируя три экспериментально измеряемые величины. Вклад  $\gamma$ -квантов в скорость счета, регистрируемую счетчиком  $\beta$ -частиц (и, возможно, в скорость регистрации  $\beta$  —  $\gamma$  совпадений), следует оценить путем специальных опытов с приме-

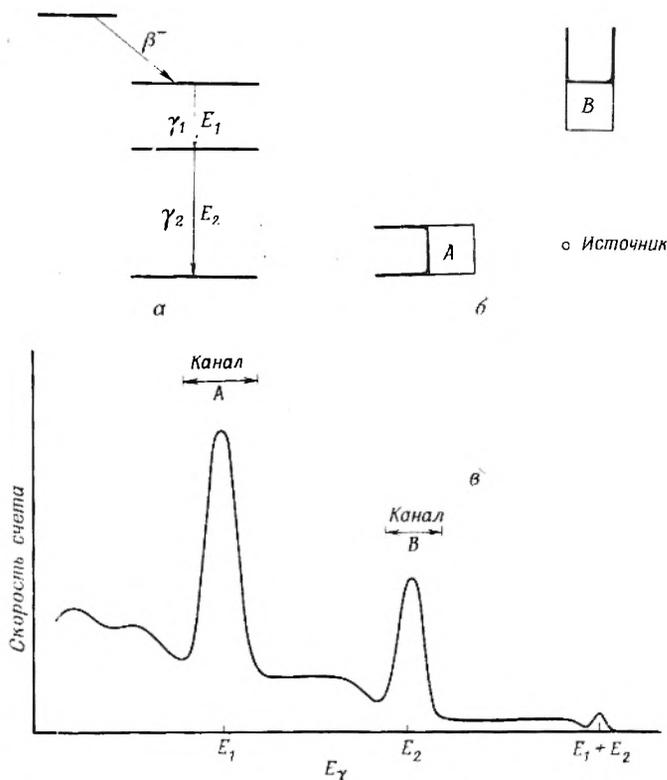
нением поглотителя, который бы полностью исключал возможность попадания  $\beta$ -излучения в счетчик  $\beta$ -частиц. Полученное значение, в сущности, представляет собой величину фона, которую следует вычитать из  $R_\beta$  (и из  $R_{\beta\gamma}$ ). В случае сложных  $\gamma$ -спектров (испускание двух или нескольких квантов в каскаде; переходы, минуя промежуточный уровень) дело обстоит также относительно просто при наличии в схеме распада только одного  $\beta$ -перехода. В этом случае коэффициент  $c_\gamma$  характеризует среднюю эффективность  $\gamma$ -счетчика по отношению к  $\gamma$ -лучам.

При использовании метода совпадений необходимо учитывать множество существенных факторов [29]. Если исследуемый образец не является точечным, а имеет конечные размеры, характеристика по крайней мере одного детектора не должна зависеть от распределения излучения по источнику; в противном случае приведенные выше простые соотношения не справедливы. Это условие легче всего выполняется при использовании  $\gamma$ -счетчиков. Однако широко применяются и счетчики  $\beta$ -частиц с геометрией 4л, позволяющие регистрировать излучение практически со 100%-ной эффективностью (для любых частей образца и для различных  $\beta$ -ветвей [29]). Надежность приведенных выше уравнений зависит также от наличия угловой корреляции между направлениями эмиссии частиц и квантов. Если имеются основания полагать, что такая корреляция существует, следует проводить измерения при различных значениях угла между двумя осями образец — счетчик. Даже в простом варианте метода  $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений можно получить несколько искаженные результаты вследствие регистрации  $\gamma$ -счетчиком тормозного излучения, возникающего при замедлении  $\beta$ -частиц в поглотителе, препятствующем проникновению частиц в  $\gamma$ -счетчик. В этом случае величина  $R_\gamma$  возрастет, причем соответствующего увеличения  $R_{\beta\gamma}$  не произойдет, поскольку вероятность регистрации  $\beta$ -счетчиком именно тех  $\beta$ -частиц, которые являются источником тормозного излучения, весьма мала. При использовании в качестве детектора  $\gamma$ -излучения сцинтилляционного спектрометра с малой шириной энергетического канала этот источник ошибок можно почти полностью исключить. Аннигиляционное излучение, возникающее в любом образце  $\beta^+$ -излучателя, приводит к еще большим ошибкам такого же типа. Этот эффект можно уменьшить, если поглотитель расположить ближе к источнику излучения, а не к детектору  $\gamma$ -квантов. Если энергия квантов, испускаемых в процессе ядерного превращения, отлична от  $0,5 Mэв$ , можно использовать методы дискриминации.

К результатам, полученным при исследовании более сложных схем распада методом совпадений, следует относиться с большой осторожностью. Применение сцинтилляционных спектрометров для исследования  $\gamma$ -спектров является очень перспективным методом, однако отнюдь не универсальным. Для иллюстрации некоторых проблем, возникающих при использовании этого метода, рассмотрим случай регистрации не  $\beta$  —  $\gamma$ , а  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений. Методы работы в обоих случаях очень похожи, однако при анализе  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений возникают некоторые специфические затруднения. Допустим, что необходимо определить методом  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений скорость радиоактивного распада изотона, схема распада которого довольно проста (см. рис. 92, а). Энергии  $\gamma$ -квантов равны соответственно  $E_1$  и  $E_2$ ; измерения проводятся с помощью двух сцинтилляционных счетчиков  $A$  и  $B$  с кристаллами  $NaI(Tl)$  (расположение счетчиков схематически указано на рис. 92, б). Импульсы с детекторов подаются на амплитудные анализаторы, причем канал детектора  $A$  установлен на фотопик  $\gamma_1$  и канал детектора  $B$  — на фотопик  $\gamma_2$ . Общий вид спектра, который можно

получить с помощью каждого из имеющихся детекторов, представлен на рис. 92, в. Допустим, что  $E_1$  меньше  $E_2$ , и установим каналы детекторов, как показано на рисунке.

Одним из затруднений, которые обнаруживаются при использовании метода  $\gamma - \gamma$ -совпадений (и при многочисленных попытках применить  $\gamma$ -спектроскопию для определения абсолютных активностей), является возникновение небольшого пика с энергией  $E_1 + E_2$ , показанного



Р и с. 92. Схема использования метода  $\gamma\gamma$ -совпадений для абсолютных измерений скорости радиоактивного распада: а — схема распада некоторого изотопа, включающая испускание двух  $\gamma$ -квантов в каскаде вслед за испусканием  $\beta$ -частицы; б — схематическое изображение сцинтилляционных счетчиков А и В, включенных в схему совпадений; в — «одиночный» спектр, регистрируемый одним из счетчиков.

на рис. 92, в. Существование этого пика связано с тем, что имеется определенная вероятность фотоэлектрического поглощения квантов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в одном и том же детекторе\*.

Помимо этого, имеется длинный комptonовский хвост, простирающийся вплоть до энергии ( $E_1 + E_2$ ), усиленный эффектами сложения амплитуд импульсов, связанных со следующими процессами: фотоэлектрическое поглощение  $\gamma_1 +$  комptonовское рассеяние  $\gamma_2$ ; комptonовское рассеяние  $\gamma_1 +$  фотоэлектрическое поглощение  $\gamma_2$ ; комptonовское рассеяние обоих  $\gamma$ -квантов. Вид суммарного амплитудного распределения и его интенсив-

\* В данном случае не рассматриваются «случайные» совпадения импульсов от различных актов распада, которые произошли в течение промежутков времени, меньших, чем разрешающее время установки. Величину этих эффектов можно точно оценить и свести к минимуму путем правильного выбора интенсивности источника.

ность можно в принципе получить из амплитудного распределения и эффективности счета, соответствующих индивидуальным  $\gamma$ -квантам. Ввиду того что интенсивность ложных «суммарных» пиков пропорциональна квадрату телесного угла, стягиваемого счетчиком, а интенсивность основных линий — первой степени этой величины, то для уменьшения эффектов сложения импульсов на практике часто проводят исследования при малых значениях телесных углов. Если использование малых телесных углов не представляется возможным, данные, полученные в различных геометрических условиях экстраполируют к нулевому телесному углу. Эффекты сложения импульсов особенно нежелательны при определениях абсолютных скоростей распада методом совпадений, так как при этом изменяется скорость регистрации «одиночных» импульсов, а скорость регистрации совпадений остается постоянной. В рассматриваемом случае (хотя это и не обязательно при других условиях) сложение импульса основного спектра с импульсом, возникающим за счет комптон-эффекта или фотоэффекта другого  $\gamma$ -кванта, уменьшает площадь под кривой каждого из фотопиков. Этот эффект лишь частично компенсируется увеличением площади под кривыми фотопиков за счет сложения двух комптоновских импульсов. С другой стороны, счетчики  $A$  и  $B$ , настроенные на регистрацию отдельных фотопиков, могут зарегистрировать совпадения только в том случае, если квант  $\gamma_1$  претерпевает фотоэлектрическое поглощение в счетчике  $A$ , а квант  $\gamma_2$  — то же поглощение в счетчике  $B$ , поскольку при фотоэлектрическом поглощении  $\gamma$ -кванта в одном детекторе рассеяние какого-либо количества энергии этого кванта в другом кристалле невозможно.

В дальнейшем будем исходить из предположения, что измерения (см. рис. 92) проводятся при достаточно малых значениях телесных углов и, таким образом, эффектами сложения импульсов можно пренебречь. Введем следующие обозначения:

- $\epsilon_{1A}$  — эффективность регистрации  $\gamma_1$  в счетчике  $A$ ;
- $\epsilon_{2A}$  — эффективность регистрации  $\gamma_2$  в счетчике  $A$ ;
- $\epsilon_{2B}$  — эффективность регистрации  $\gamma_2$  в счетчике  $B$ ;
- $R_A$  — скорость счета (в канале) счетчика  $A$ ;
- $R_B$  — скорость счета (в канале) счетчика  $B$ ;
- $R_{AB}$  — скорость регистрации совпадений.

Эффективность регистрации кванта  $\gamma_1$  в детекторе  $B$   $\epsilon_{1B}$  равна нулю, поскольку этот счетчик настроен на регистрацию кванта с энергией  $E_2$ , а эффектами сложения импульсов можно пренебречь. Если истинную скорость распада обозначить через  $R_0$ , то

$$R_A = (\epsilon_{1A} + \epsilon_{2A}) R_0,$$

$$R_B = \epsilon_{2B} R_0,$$

$$R_{AB} = \epsilon_{1A} \epsilon_{2B} R_0.$$

Следовательно,

$$\frac{R_A R_B}{R_{AB}} = \left( 1 + \frac{\epsilon_{2A}}{\epsilon_{1A}} \right) R_0. \quad (1)$$

Уравнение (1) отличается от соответствующего выражения для случая простых  $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений наличием слагаемого  $\epsilon_{2A}/\epsilon_{1A}$ , и поэтому скорость распада нельзя определить непосредственно из трех регистрируемых значений скорости счета. Величину  $\epsilon_{1A}$  легко определить из тех же экспериментальных данных ( $\epsilon_{1A} = R_{AB}/R_B$ ), но эффективность  $\epsilon_{2A}$  реги-

страции  $\gamma$ -кванта с более высокой энергией ( $\gamma_2$ ) в счетчике, настроенном на регистрацию кванта с энергией  $E_1 < E_2$ , следует находить специально. С этой целью можно взять, например,  $\gamma$ -излучатель, испускающий одиночный квант, энергия которого близка к  $E_2$ , и с его помощью экспериментально определить спектр, возникающий в детекторе  $A$  вблизи  $E_1$ . Это измерение наряду с «одиночным» спектром, полученным с помощью счетчика  $A$  в основном опыте (см. рис. 92, *в*), дает отношение  $\epsilon_{2A}/\epsilon_{1A}$ , необходимое для расчетов по уравнению (1). В качестве более грубого приближения можно принять, что комптоновское распределение для  $\gamma_2$  вблизи  $E_1$  является плоским.

Детальное обсуждение приведенного простого примера показывает, с какой тщательностью следует оценивать соотношения между скоростями счета и эффективностями детекторов в каждом отдельном случае. При наличии угловой корреляции возникают дополнительные осложнения. Не вдаваясь в детали, укажем только на предельный случай угловой корреляции — испускание двух  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ в противоположных направлениях, происходящее при аннигиляции позитронов. В силу этой специфичности измерение скорости совпадений аннигиляционных квантов является не только чувствительным и селективным методом обнаружения позитронного излучения. С помощью этого метода можно определять и абсолютные скорости распада некоторых  $\beta^+$ -излучателей. Для этой цели применяют схему тройных совпадений, причем третий счетчик настраивают на регистрацию  $\gamma$ -кванта, испускаемого ядром, вслед за  $\beta^+$ -частицей. При любых измерениях, связанных с регистрацией совпадений двух аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, удобно рассматривать собственную эффективность счетчика и геометрические факторы по отдельности. Если каждый счетчик виден из источника под телесным углом  $4\pi\sigma$  стерадиан и эффективность каждого счетчика по отношению к  $\gamma$ -квантам с энергией 511 кэВ равна  $\epsilon$ , то «одиночные» скорости счета для каждого счетчика будут равны  $2\omega\epsilon R_0$ , где  $R_0$  — скорость испускания  $\beta^+$ -частиц. Множитель 2 учитывает тот факт, что при испускании каждой  $\beta^+$ -частицы образуются два  $\gamma$ -кванта. Скорость регистрации совпадений равна  $2\omega\epsilon^2 R_0$ . Величина телесного угла входит в это выражение только в первой степени, так как при испускании аннигиляционного кванта в сторону одного из счетчиков второй  $\gamma$ -квант, возникающий одновременно с первым, неизбежно направляется в противоположную сторону.

**Счетчики с определенным телесным углом.** Для точного измерения радиоактивности можно использовать также счетчики с известной (желательно 100%-ной) эффективностью и определенной геометрией. С помощью специальных диафрагм создают конусообразный пучок лучей, направленный в чувствительную область счетчика. Счетчики такого типа с малыми значениями геометрического коэффициента часто используют для определения абсолютных скоростей  $\alpha$ -распада. Эти устройства применимы также для измерения  $\beta$ -активности: образец помещают на расстоянии нескольких сантиметров от окна пропорционального торцового счетчика и при помощи тщательно выполненной диафрагмы, расположенной между образцом и детектором, добиваются постоянства геометрических условий. Геометрический фактор определяется в таких условиях сравнительно легко, однако поглощение и рассеяние электронов в слое воздуха между образцом и детектором часто приводит к ошибочным результатам, поскольку величину необходимых поправок не всегда можно оценить достаточно хорошо. Этих трудностей можно избежать путем создания вакуума в прост-

ранстве между образцом и детектором или путем заполнения его гелием. При измерении  $\beta$ -излучения необходимо учитывать также эффекты самопоглощения и обратного рассеяния, рассмотренные в разделе Д. Если нужны очень точные результаты, эти поправки сводят к минимуму, применяя очень тонкие образцы, нанесенные на очень тонкие подложки, во многом напоминающие образцы, используемые в  $4\pi$ -счетчиках. Впрочем, если такие тонкие образцы уже приготовлены, для анализа лучше (если возможно) использовать  $4\pi$ -счетчики, которые, как правило, дают более точные результаты.

Счетчики с определенным геометрическим коэффициентом счетности можно с успехом использовать также для определения абсолютных скоростей испускания рентгеновского излучения (возникающего, например, в процессе электронного захвата). Поправки на поглощение в воздухе и в окошках из бериллия для рентгеновских лучей любых энергий, включая самые низкие, весьма малы и легко поддаются оценке. Для регистрации рентгеновских лучей с энергиями до 15—20 *кэв* удобно использовать пропорциональные счетчики, заполненные аргоном или криптоном с примесью углеводородов (1—3 *атм*). Самыми подходящими детекторами рентгеновских лучей более высоких энергий являются тонкие слои кристаллов NaI, активированного таллием. Толщину кристалла или, в случае пропорциональных счетчиков, давление газа следует выбирать таким образом, чтобы исследуемое рентгеновское излучение поглощалось практически полностью. Материал, из которого изготовлены диафрагмы, ограничивающие пучок, должен быть достаточно толстым, чтобы обеспечивать поглощение рентгеновских лучей вне определенного угла. При использовании амплитудных анализаторов скорость эмиссии рентгеновского излучения можно определить даже в присутствии излучения других типов. Для расчета скорости процесса электронного захвата по данным о скорости эмиссии рентгеновского излучения необходимо знать величину выхода флуоресценции (ср. рис. 12).

**Калиброванные детекторы.** Любой детектор можно прокалибровать, имея источник излучения с известной скоростью радиоактивного распада. Такая калибровка позволяет успешно определять скорости распада для других образцов того же изотопа при условии, что анализ производится точно в таких же условиях, как и калибровка. Иногда полученными данными можно воспользоваться и при анализе других изотопов, излучение которых обладает свойствами, близкими к свойствам излучения стандарта.

Стандартные образцы ряда  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучателей в виде жидких растворов или на подложках можно получить через Международное агентство по атомной энергии.

Эффективность торцового счетчика  $\beta$ -частиц по отношению к определенному  $\beta$ -излучателю лучше всего определить путем калибровки с помощью счетчика с геометрией  $4\pi$ . Сначала определяют с помощью  $4\pi$ -счетчика абсолютную скорость распада «невесомого» образца нужного изотопа, нанесенного на тонкую пленку. Затем с помощью торцового счетчика измеряют активность образцов, полученных из аликвотных порций меченого соединения и осажденных с носителем на подложках. Относительные количества активности в этих пробах и в образце, используемом для анализа на счетчике с  $4\pi$ -геометрией, можно определить, исходя из взятых объемов растворов радиоактивного вещества, или, что значительно удобнее, сравнивая активности с помощью детектора, показания которого не

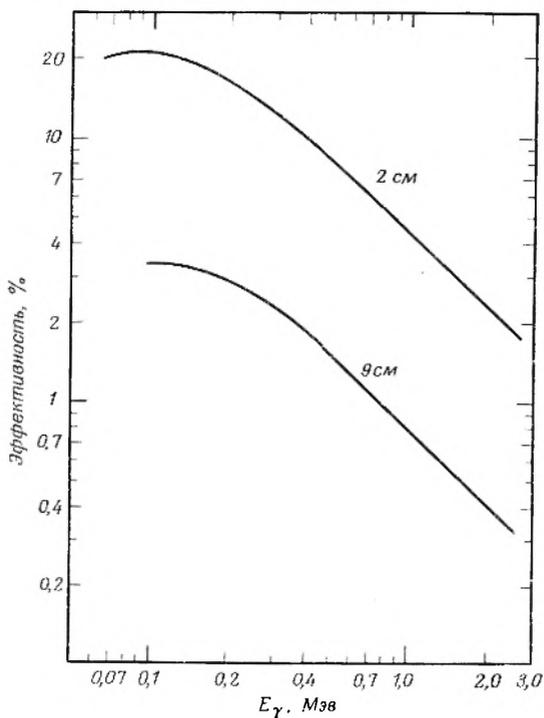
зависят от толщины образца, материала подложки и т. п.; таким детектором может, в частности, являться  $\gamma$ -счетчик, расположенный на значительном расстоянии от образца. Этот метод позволяет определять эффективность торцового счетчика непосредственно в условиях опыта (при данной толщине образца, данной подложке и геометрических условиях) и делает ненужным введение отдельных поправок на самопоглощение, саморассеяние, поглощение в слое воздуха и окне счетчика и т. п. Таким способом можно сравнительно просто получить значения скорости распада с точностью не ниже 5%. До того как  $4\pi$ -счетчики получили широкое распространение, для определения абсолютной активности применяли торцовые счетчики и экспериментально оценивали отдельные поправочные множители (см. выше) [30]. Эти методы приводили, однако, к существенным ошибкам, и в настоящее время их не считают удовлетворительными.

Для определения абсолютных скоростей испускания  $\gamma$ -квантов широко используют сцинтилляционные счетчики с кристаллом NaI(Tl). В простейшем случае необходимо просто прокалибровать сцинтилляционный счетчик по источнику с известной скоростью распада и анализировать образцы того же изотопа, располагая их в счетном устройстве точно таким же образом, как и стандартный препарат. Измерение амплитуд импульсов при таком методе анализа не обязательно; при исследовании можно использовать кристалл сцинтиллятора с зысверленным каналом или располагать образец вне счетчика. Важность точного воспроизведения геометрических условий трудно переоценить. Необходимо, например, тщательно контролировать положение образцов в канале кристалла сцинтилляционного счетчика. При выполнении необходимых требований точность этого метода ограничена, в сущности, только точностью определения скорости распада стандартного образца, использованного для калибровки.

Еще большие возможности открываются для определения абсолютных активностей при использовании амплитудных анализаторов. Скорость испускания  $\gamma$ -квантов определенной энергии при этом соответствует общей скорости счета, отвечающей определенному фотопикку. Зависимость эффективности данного кристалла от энергии  $\gamma$ -квантов можно определить с помощью стандартных препаратов  $\gamma$ -излучателей различной энергии. Типичные кривые, полученные этим методом, представлены на рис. 93; они относятся к цилиндрическому кристаллу NaI(Tl) размером  $7,6 \times 7,6$  см и двум геометрическим условиям. Из приведенных данных следует, что зависимость логарифма интенсивности фотопика от  $\lg E_\gamma$  в широком интервале энергий является линейной.

Наибольшие затруднения при абсолютном  $\gamma$ -счете связаны с определением площадей под кривыми фотопиков. При рассмотрении метода совпадений уже говорилось о «положительных» и «отрицательных» поправках, связанных со сложением амплитуд импульсов; величину этих поправок можно учесть, изменяя геометрию опыта. Причину возникновения некоторых других эффектов, имеющих существенное значение при измерениях с помощью сцинтилляционных счетчиков, можно легко понять в свете представлений о трех видах взаимодействия  $\gamma$ -лучей с веществом. На рис. 94 представлена зависимость от энергии  $\gamma$ -лучей линейного коэффициента поглощения  $\mu$  в NaI(Tl) и трех его составляющих, обусловленных процессами фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар (см. гл. IV, раздел B). Большая часть этих взаимодействий происходит с атомами иона вследствие большого значения  $Z$  последнего.

$\gamma$ -Лучи с малой энергией ( $\leq 250$  кэв) при взаимодействии с веществом претерпевают преимущественно фотоэлектрическое поглощение. Образующиеся при этом фотоэлектроны характеризуются очень малой величиной пробега в NaI и практически полностью поглощаются. Однако при фотоэлектрическом поглощении  $\gamma$ -лучей с энергией выше 33,2 кэв (край

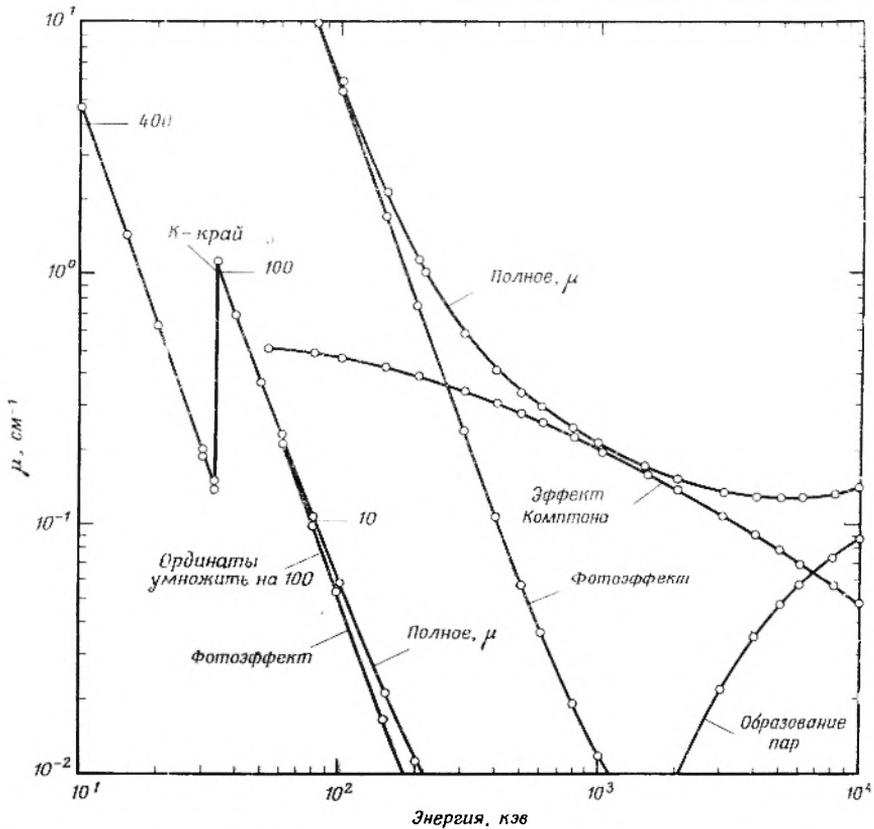


Р и с. 93. Зависимость эффективности кристалла NaI(Tl) размером  $7,6 \times 7,6$  см от энергии  $\gamma$ -квантов (для двух различных расстояний между источником и детектором).

полосы поглощения в  $K$ -оболочке иода) возникает характеристическое рентгеновское излучение иода (энергия  $\cong 28$  кэв), и в том случае, если взаимодействие происходит около поверхности кристалла, существует определенная вероятность, что рентгеновский квант покинет пределы кристалла, не образовав пары ионов. Следовательно, фотопик, соответствующий любым  $\gamma$ -квантам с низкой энергией, всегда сопровождался дополнительным пиком с энергией на 28 кэв ниже. Вообще говоря, размеры дополнительного пика относительно основного пика возрастают с уменьшением энергии  $\gamma$ -излучения, поскольку чем ниже энергия  $\gamma$ -квантов, тем больше взаимодействий происходит вблизи поверхности кристалла. Для примера на рис. 95 приведено типичное амплитудное распределение, включающее дополнительный пик.

При энергиях выше  $\sim 250$  кэв преобладающим процессом становится комптоновское рассеяние. Рассеянные фотоны могут уходить за пределы кристалла или взаимодействовать с его атомами, испытывая фотоэлектрическое поглощение или вторичное комптоновское рассеяние. Судьба рассеянного кванта зависит от размеров сцинтиллятора. Чем больше кристалл, тем больше вероятность того, что даже после первичного комптоновского

рассеяния вся энергия  $\gamma$ -кванта будет поглощена в кристалле. В этом случае амплитуда импульса будет такой же, как при фотоэлектрическом поглощении исходного  $\gamma$ -кванта. Влияние размеров кристалла на относительную интенсивность комптоновского распределения и фотоника при регистрации  $\gamma$ -лучей  $\text{Cs}^{137}$  иллюстрируется рис. 96. С увеличением размеров кристалла относительная интенсивность комптоновского распределения

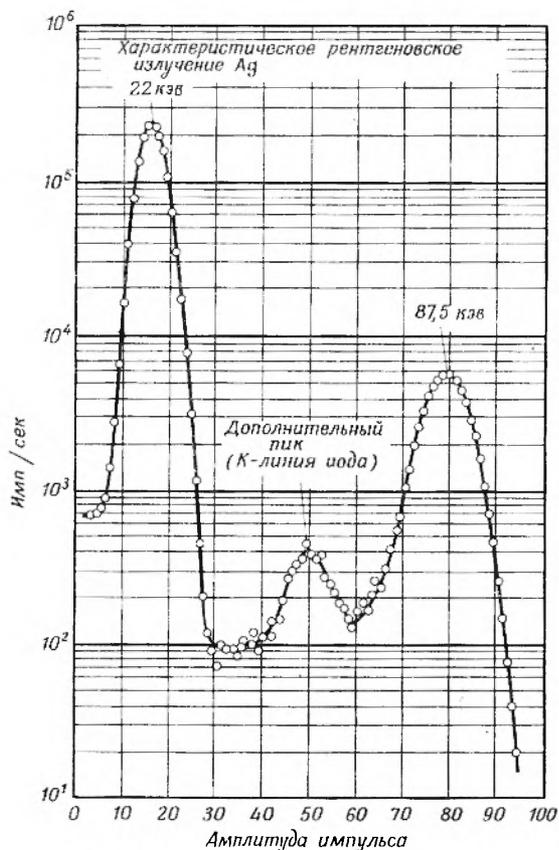


Р и с. 94. Зависимость линейных коэффициентов поглощения  $\gamma$ -лучей в  $\text{NaI}(\text{Tl})$  от энергии квантов [31].

падает. Совершенно очевидно, что измерение интенсивности  $\gamma$ -излучения высокой энергии следует проводить с помощью больших кристаллов. На приведенном на рис. 96 амплитудном распределении отчетливо заметен также пик обратного рассеяния (при энергии  $\leq 250$   $\text{кэВ}$ ). Такие пики проявляются в спектрах  $\gamma$ -излучения высокой энергии (см. гл. 4, раздел В) вследствие комптоновского рассеяния некоторой части  $\gamma$ -квантов в окружающем веществе (воздухе, материале защиты, в веществе подложки и т. п.) и попадания в детектор фотонов, рассеянных примерно на  $180^\circ$ . Пики обратного рассеяния иногда могут быть по ошибке приняты за фотоники или могут маскировать их.

Образование пар вызывает дополнительные осложнения. Образующиеся в этом случае электрон и позитрон обычно поглощаются в кристалле. Однако при аннигиляции позитрона один или оба аннигиляционных  $\gamma$ -кванта могут покинуть сцинтиллятор, не образуя пар ионов. Поэтому

амплитудное распределение, обусловленное процессом образования пар  $\gamma$ -лучами с энергией  $E_0$ , характеризуется следующими тремя пиками: пик полной энергии при  $E = E_0$  и пики, связанные с вылетом одного кванта

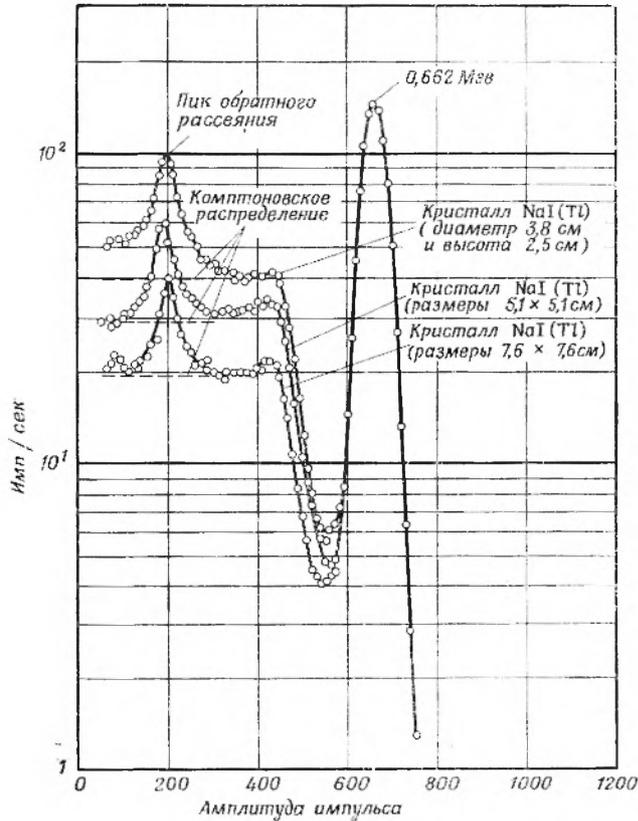


Р и с. 95. Спектр импульсов, наблюдаемый при регистрации излучения  $\text{Cd}^{109}$  ( $\gamma$ -лучи с энергией 87,5 кэВ и характеристическое рентгеновское излучение с энергией 22 кэВ); спектр получен с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  размером  $7,5 \times 7,5$  см. Помимо двух фотопиков, наблюдается заметный дополнительный пик, связанный с характеристическим рентгеновским излучением иода (К-линия иода) [31].

при  $E = E_0 - 0,511 \text{ МэВ}$  и обоих квантов при  $E = E_0 - 1,02 \text{ МэВ}$ . Относительные величины этих пиков зависят от размеров кристалла и геометрических условий примерно так же, как это имеет место в случае комптоновского распределения.

Уже краткое рассмотрение различных видов взаимодействий  $\gamma$ -лучей в кристаллах  $\text{NaI}$  показывает, что анализ сложных  $\gamma$ -спектров, когда в детектор попадают  $\gamma$ -кванты различных энергий, может оказаться очень трудной задачей. Сложные  $\gamma$ -спектры можно разложить на индивидуальные компоненты, если имеются опытные данные, относящиеся к этим компонентам и полученные в тех же экспериментальных условиях. Для этого определяют вид спектра, соответствующего  $\gamma$ -кванту наибольшей энергии, нормируют его к спектру смеси и вычитают этот нормированный спектр из сложного спектра. То же повторяют для  $\gamma$ -кванта со следующей по ве-

личине энергией и затем для всех остальных. Операцию нахождения стандартных спектров и вычитания их (поканально) из исследуемого сложного спектра можно проводить с помощью некоторых типов многоканальных анализаторов с запоминающим устройством. При всякой попытке разложить  $\gamma$ -спектр на компоненты путем вычитания стандартных спектров необходимо избегать сдвигов в шкалах амплитуд импульсов анализируемых



Р и с. 96. Распределение импульсов по величине, полученное для кристаллов NaI(Tl) различных размеров. Спектры импульсов от  $\gamma$ -излучения  $\text{Cs}^{137}$  нормированы к одинаковой площади под кривой фотопика [31].

спектров. Для большинства  $\gamma$ -спектрометров усиление несколько изменяется в зависимости от скорости счета, особенно при больших скоростях. Поэтому следует учитывать не только энергию, но и интенсивность излучения выбранного стандарта и подбирать ее в соответствии с интенсивностью исследуемого образца таким образом, чтобы избежать введения поправок на различия в усилении.

В некоторых случаях в силу ряда причин не удается использовать стандартный спектр компонента сложной смеси. Тогда необходимое амплитудное распределение иногда можно получить интерполяцией с использованием спектров, соответствующих  $\gamma$ -излучателям с более высокой и более низкой энергией  $\gamma$ -квантов. Эта операция отнюдь не является простой, поскольку процессы комптоновского рассеяния и образования пар сильно усложняют индивидуальные спектры. Для анализа  $\gamma$ -спектров раз-

работано несколько программ обработки результатов с помощью электронных вычислительных машин [32].

Для определения абсолютных скоростей распада изотопов, испускающих два (или три)  $\gamma$ -кванта в каскаде, можно воспользоваться следующим простым и прямым методом [33]. Рассмотрим образец со скоростью распада  $R$ , испускающий кванты  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в каскаде. Если  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в кристалле (по фотопикам),  $\epsilon_{1t}$  и  $\epsilon_{2t}$  — полные эффективности (включающие геометрические факторы), то площади под кривыми фотопиков  $A_1$  и  $A_2$  можно представить как

$$A_1 = R\epsilon_1(1 - \epsilon_{2t}), \quad (2)$$

$$A_2 = R\epsilon_2(1 - \epsilon_{1t}). \quad (3)$$

Площадь под суммарным пиком равна

$$A_{12} = R\epsilon_1\epsilon_2. \quad (4)$$

Наконец, общая скорость счета, соответствующая площади под полным спектром, составляет

$$T = R(\epsilon_{1t} + \epsilon_{2t} - \epsilon_{1t}\epsilon_{2t}), \quad (5)$$

Объединяя уравнения (2), (3) и (4), получаем

$$\frac{A_1 A_2}{A_{12}} = R(1 - \epsilon_{1t})(1 - \epsilon_{2t}) = R(1 - \epsilon_{1t} - \epsilon_{2t} + \epsilon_{1t}\epsilon_{2t})$$

и, подставляя в это выражение уравнение (5), имеем

$$R = \frac{A_1 A_2}{A_{12}} + T. \quad (6)$$

Для того чтобы свести к минимуму трудности определения площади под кривыми фотопиков и избежать ошибок, связанных с угловой корреляцией, желательно проводить измерения при больших телесных углах. В этом случае первый член уравнения (6) мал по сравнению с  $T$ . При использовании этого метода особенно удобно применять в качестве детекторов кристаллы сцинтилляторов с высверленным каналом. Уравнение (6) справедливо даже в тех случаях, когда один из  $\gamma$ -квантов возникает не при всех актах распада изотопа.

## Ж. ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМ РАСПАДА

Большое число исследований по ядерной химии и ядерной физике посвящено накоплению данных о схемах распада радиоактивных изотопов. Полная схема распада включает все виды ядерных превращений данного изотопа, их относительные вероятности, энергии излучения, последовательность испускания частиц и квантов и значения продолжительности жизни всех промежуточных состояний. Если возможно, в схему распада включают данные о спинах и четности различных энергетических уровней. Для исследований схем распада необходимо применять сложную аппаратуру, осуществлять тщательные измерения различных видов излучений. Сведения о спинах и четностях уровней можно получить, пользуясь данными о форме  $\beta$ -спектров и угловых корреляциях излучений различных типов. На рис. 97—100 приведены некоторые схемы распада, которые детально разбираются в следующих параграфах.

Объем сведений о каждой отдельной схеме распада в большой степени зависит от уровня экспериментальной техники и используемых методов исследования. Во многих случаях, когда хорошо исследованную ранее схему распада начинают изучать с помощью приборов с более высокой чувствительностью или разрешающей способностью, обнаруживаются новые детали, например разветвления путей распада, включающие ветви с малой интенсивностью; в настоящее время известно лишь несколько действительно простых схем распада ядер (включающих, например, только один  $\beta$ -переход в основное или первое возбужденное состояние). Такие простые схемы распада характерны преимущественно для ядер самых легких элементов.

При любом исследовании схемы распада первоначально исходят из информации, уже накопленной ранее о данном радиоактивном изотопе. Для нового, недавно открытого изотопа прежде всего определяют период полураспада\*. Природу радиоактивного излучения устанавливают, применяя различные детекторы — счетчики  $\alpha$ -частиц,  $\beta$ -счетчики с тонким окном, сцинтилляционные счетчики  $\gamma$ -квантов, а также путем изучения его проникающей способности. Наличие характеристического рентгеновского излучения может свидетельствовать о процессе захвата орбитального электрона.

В ряде случаев необходимо различать  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -частицы. Вследствие различного поведения этих частиц в магнитном поле такое исследование легко осуществить с помощью электронного спектрографа\*\*. При отсутствии спектрографа, для того чтобы отличить изотоп, испускающий позитроны, от  $\beta^-$ -излучателя, можно применить и более простой метод. Между образцом и детектором, удаленными друг от друга на расстояние в несколько сантиметров, устанавливают пластину поглотителя. С помощью электромагнита или постоянного магнита достаточно большого размера\*\*\* можно направить магнитное поле таким образом, чтобы отклонить частицы одного знака в обход поглотителя по направлению к детектору. Более чувствительный метод идентификации позитронов основан на обнаружении аннигиляционного излучения (при аннигиляции каждого позитрона в конце его пробега образуется два  $\gamma$ -кванта с энергиями  $0,51 \text{ Мэв}$ ). Эти  $\gamma$ -кванты испускаются в противоположных направлениях; следовательно, если между двумя счетчиками  $\gamma$ -квантов поместить излучатель позитронов и окружить его слоем вещества, достаточным для поглощения всех или большей части позитронов, то скорость регистрации совпадений в счетчиках, расположенных на одной прямой с образцом, будет больше, чем при углах, отличных от  $180^\circ$ . Совпадения, связанные с  $\gamma$ -квантами ядерного происхождения, не мешают этим измерениям. Этот метод можно с успехом использовать для определения абсолютных скоростей испускания  $\beta^+$ -ча-

\* Даже при исследовании схемы распада изотопа с точно установленным значением периода полураспада могут возникать затруднения, обусловленные присутствием радиоактивных примесей других изотопов. В этом случае излучения, характерные для интересующего изотопа, можно выделить по зависимости их интенсивности от времени.

\*\* В спектрометре с магнитными линзами происходит фокусировка и  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -частиц. С помощью специальных спиральных отклоняющих перегородок можно добиться того, чтобы при данном направлении поля частицы только одного знака достигали детектора.

\*\*\* С помощью постоянного магнита, подобного применяющемуся в радиолокационных магнетронах, можно легко создать магнитное поле в  $1000\text{--}2000 \text{ гаусс}$  в объеме примерно  $16 \text{ см}^3$ .

стиц, если прокалибровать детектор по образцу  $\beta^+$ -излучателя с известной активностью.

Исследование энергетических спектров излучений осуществляют с помощью различных типов спектрометров и спектрографов, описанных в гл. V. Выбор той или иной аппаратуры обусловлен характером требующейся информации, необходимой степенью разрешения, интенсивностью источника, удельной активностью изотопа и периодом полураспада. Требования к толщине и степени однородности образца сильно различаются для разных экспериментальных методов (см. раздел Д). Эти требования оказываются наименее жесткими при анализе  $\gamma$ -излучения. По этой причине, в частности, для исследования схем распада в настоящее время чрезвычайно широко используют методы  $\gamma$ -спектрометрии (см. раздел Е).

Вопрос о последовательности испускания излучений различных типов и о существовании альтернативных путей распада разрешают обычно при использовании метода совпадений. Как уже указывалось в гл. V, чем большей селективностью обладает каждый из обоих детекторов, используемых в схеме совпадений, по отношению к определенному типу излучения, тем легче поддаются расшифровке даже самые сложные схемы распада. Поскольку увеличение селективности почти во всех случаях сопровождается уменьшением эффективности регистрации излучения, на практике приходится принимать некоторые компромиссные решения. Разработка новых, совершенных типов многоканальных амплитудных анализаторов (см. гл. V) чрезвычайно повысила возможности метода совпадений и уменьшила необходимые затраты времени. Исследование совпадений часто помогает установить и энергию излучения. Так, например, при простом использовании  $\beta$ -спектрометра  $\beta$ -ветвь схемы распада, характеризующаяся малой энергией и малой интенсивностью, может не обнаруживаться в присутствии жесткой  $\beta$ -компоненты большой интенсивности. Если же при этом оказывается, что жесткие  $\beta$ -частицы не совпадают по времени с  $\gamma$ -лучами, а мягкое  $\beta$ -излучение совпадает, то исследование  $\beta - \gamma$ -совпадений позволяет выделить только мягкую и малоинтенсивную компоненту и, таким образом, измерить граничную энергию и определить форму спектра. При включении в схему совпадений  $\beta$ -спектрометра и сцинтилляционного спектрометра можно установить, какой  $\beta$ -спектр совпадает по времени с каждым из нескольких  $\gamma$ -квантов.

Далее приводятся некоторые примеры, иллюстрирующие методы исследования схем распада. Детальные сведения об этих схемах и ссылки на экспериментальные исследования см. в работах [34, 35].

**Золото-198.** В течение долгого времени полагали, что этот изотоп с периодом полураспада 2,698 дня имеет простую схему распада и, испуская одну группу  $\beta^-$ -частиц с разрешенной формой спектра и граничной энергией 0,96 Мэв, переходит в первое возбужденное состояние Hg<sup>198</sup> с энергией 0,412 Мэв. Правильность этой схемы подтверждалась многочисленными исследованиями методом совпадений и спектрометрическими данными\*. На практике этот изотоп часто использовали как стандарт

\* Правильность указанной схемы распада была подвергнута сомнению, когда появилась возможность получать образцы Au<sup>198</sup> путем облучения на реакторе, так как несколько исследователей обнаружили в таких источниках дополнительную группу  $\gamma$ -лучей малой энергии. Впоследствии оказалось, что относительная интенсивность этих  $\gamma$ -лучей зависла от потока нейтронов, в котором облучали золото. Было установлено, что это излучение возникало при распаде 3,15-дневного Au<sup>199</sup>, которое образовывалось с очень большим сечением при захвате нейтронов Au<sup>198</sup>.

для калибровки спектрометров и схем совпадений. Энергия  $\gamma$ -квантов, определенная с высокой точностью с помощью кристаллического спектрометра и при исследовании электронов конверсии па магнитном спектрометре, составляет  $0,411775 \pm 0,000007$  Мэв. При анализе на магнитном спектрометре коэффициенты внутренней конверсии рассчитывали путем сопоставления площади под кривыми пиков внутренней конверсии с площадью под всей кривой  $\beta$ -спектра. Наиболее надежным значением коэффициента внутренней конверсии на  $K$ -оболочке считают 0,028, отношение  $K/L$  принимают равным 2,9 и отношение  $L_{II}/L_{III}/L_{III} - 2,2/2,4/1,0$ . Из этих данных следует, что переход с энергией 0,412 Мэв является электрическим квадрупольным переходом ( $E2$ ). Поскольку основное состояние четно-четного  $Hg^{198}$  имеет, по-видимому, характеристику  $0+$ , то в соответствии с общим правилом для первых возбужденных состояний четно-четных ядер уровень с энергией 412 кэв имеет конфигурацию  $2+$ . Форма спектра  $\beta$ -частиц, испускаемых при дезактивации возбужденного состояния  $Au^{198}$  с энергией 0,962 Мэв, соответствует разрешенному переходу или переходу первого порядка запрещенности. По этой причине изменение спина должно составлять 0 или 1. Значение  $Ig ft$  из уравнения (25) гл. VIII оказывается равным 7,7, что указывает, по всей вероятности, на переход первого порядка запрещенности и, следовательно, на отрицательную четность ( $-$ )  $Au^{198}$ . Конфигурация  $(1-)$  для  $Au^{198}$ , по-видимому, исключается, поскольку в этом случае  $\beta$ -переходы в основное и возбужденное на 412 кэв состояния  $Hg^{198}$  имели бы одинаковый порядок запрещения. Однако переход в основное состояние не является преобладающим и, следовательно, должен иметь большее значение  $Ig ft$ , чем наблюдаемый  $\beta$ -переход с энергией 962 кэв. Вероятные значения спина и четности для  $Au^{198}$  составляют, таким образом,  $2-$  или  $3-$ .

Поскольку изотоп  $Pt^{198}$  устойчив, то  $Au^{198}$  в дополнение к  $\beta^-$ -распаду может претерпеть  $\beta^+$ -распад или захватывать орбитальный электрон. Однако поиски аннигиляционного излучения методом совпадений, характеристических рентгеновских лучей платины с помощью сцинтилляционного счетчика и электронов Оже платины при исследовании на магнитном спектрометре дали отрицательные результаты. Таким образом, на долю захвата  $K$ -электрона приходится максимум 0,01% общего числа распадов. на долю  $\beta^+$ -распада — максимум 0,003%.

Применение сцинтилляционных счетчиков дало возможность обнаружить в схеме распада  $Au^{198}$  два дополнительных  $\gamma$ -кванта малой интенсивности (1950 г.). Было установлено, что их энергии равны соответственно 0,675 и 1,087 Мэв. Отношения интенсивностей этих квантов и кванта с энергией 0,412 Мэв составляют  $1,1 \cdot 10^{-2}$  и  $2,0 \cdot 10^{-3}$  соответственно. Исследования методом совпадений  $\gamma$ -квантов с переменным порогом регистрации для одного из сцинтилляционных счетчиков показало, что излучение с энергией 0,675 Мэв совпадает по времени с излучением с энергией 0,412 Мэв и что квант с энергией 1,087 Мэв не совпадает по времени с каким-либо другим  $\gamma$ -квантом. Очевидно, что энергия второго возбужденного состояния  $Hg^{198}$  равна 1,087 Мэв и переходы из этого состояния происходят как на уровень с энергией 0,412 Мэв, так и в основное состояние. Измеренные значения коэффициентов конверсии для  $K$ -оболочки и отношения  $K/L$  указывают на то, что переход с энергией 0,675 Мэв ( $\alpha_K = 0,021 \pm 0,002$  и  $K/L = 5,7$ ) относится к типу  $M1$ , а переход с энергией 1,087 Мэв ( $\alpha_K = 0,0045$  и  $K/L = 6,3$ ) — к типу  $E2$ . При исследовании угловой корреляции  $\gamma$ -излучений было показано, что переход с энергией 0,675 Мэв представляет собой смесь: 60%  $E2 + 40%$   $M1$ . Таким образом.

основное, первое возбужденное и второе возбужденное состояния  $\text{Hg}^{198}$  обладают характеристиками  $0+$ ,  $2+$  и  $2+$  соответственно.

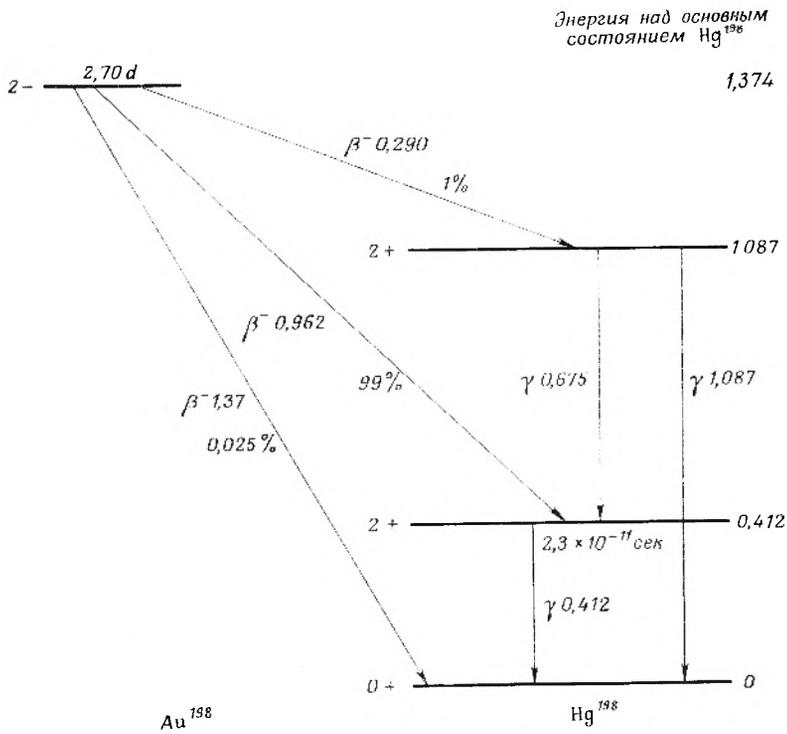
Исследования по методу совпадений с применением в качестве детекторов магнитного спектрометра и сцинтилляционного спектрометра с кристаллом  $\text{NaI}$  показали, что квант с энергией  $0,675 \text{ Мэв}$  совпадает по времени не только с электронами конверсии кванта с энергией  $0,412 \text{ Мэв}$ , но и с  $\beta$ -спектром с граничной энергией  $0,290 + 0,015 \text{ Мэв}$ . Этот спектр имеет разрешенную форму, его интенсивность составляет около 1% интенсивности основного  $\beta$ -спектра. При исследовании на магнитном спектрометре образца с высокой активностью удалось обнаружить третий  $\beta$ -переход с интенсивностью  $2,5 \cdot 10^{-4}$  от интенсивности основного спектра и граничной энергией  $1,37 \text{ Мэв}$ , представляющий собой, по-видимому, переход в основное состояние. На основании формы спектра можно полагать, что для этого перехода  $\Delta I = 2$ , да (т. е. четность меняется; изменение четности — да). Таким образом,  $\text{Au}^{198}$  можно приписать характеристике  $2-$ \*. Значение  $\lg ft = 11,8$ , рассчитанное по уравнению (25) гл. VIII, согласуется с этим предположением.

Отметим, наконец, что период полураспада возбужденного состояния с энергией  $0,412 \text{ Мэв}$  был измерен методом запаздывающих совпадений. Эта величина оказалась равной около  $2,3 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$ . В соответствии с предсказаниями одночастичной модели периоды полураспада для переходов типа  $E2$  и  $M1$  составляют соответственно  $5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$  и  $3 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$  (см. табл. 17). Схема распада, построенная на основании всех этих данных, представлена на рис. 97.

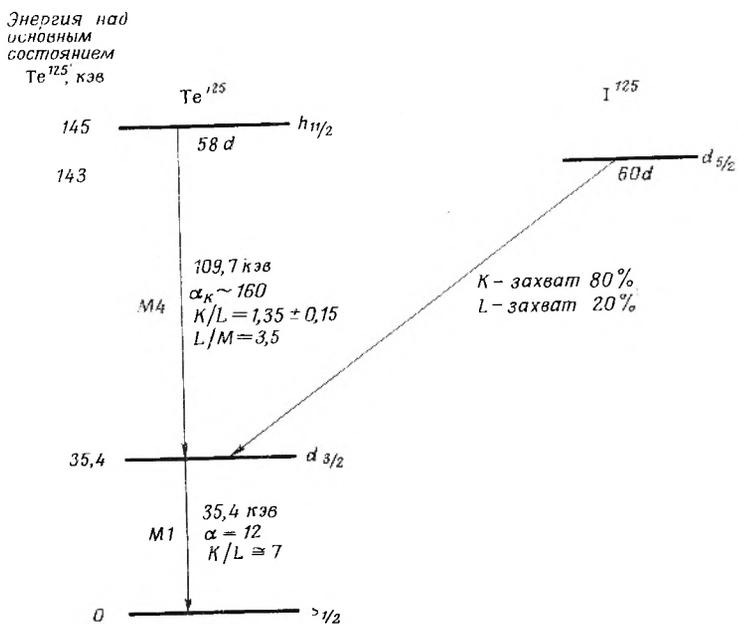
**Иод-125.** Изотопу иода с периодом полураспада около 60 дней, образующемуся при бомбардировке теллура дейтронами, было приписано массовое число 125. Единственным путем распада этого изотопа является захват орбитального электрона, приводящий к образованию  $\text{Te}^{125}$ . Исследование схемы распада  $\text{I}^{125}$  было начато, когда возбужденные уровни  $\text{Te}^{125}$  с малой энергией (включая изомерное состояние с периодом полураспада 58 дней и  $E_{\text{возб}} = 145 \text{ кэв}$ ) и переходы между ними были уже хорошо изучены. Эти данные представлены на рис. 98 без дальнейшего обсуждения.

Для проверки предположения о существовании переходов на уровень с энергией  $145 \text{ кэв}$ , протекающих путем электронного захвата, к выдержанному в течение длительного времени образцу  $\text{I}^{125}$  прибавляли теллур и иод в качестве носителей. Затем эти элементы разделяли химическими методами. Было установлено, что тщательно очищенная фракция теллура оказалась неактивной. На этом основании был сделан вывод, что к образованию 58-дневного изомера  $\text{Te}^{125}$  приводит не более  $5 \cdot 10^{-4}$  от общего числа распадов  $\text{I}^{125}$ . Если излучение  $\text{I}^{125}$  направить через бериллиевое окошко в пропорциональный счетчик, заполненный криптоном, то окажется, что амплитудное распределение, наблюдаемое с помощью одноканального амплитудного анализатора, включает пики  $\gamma$ -лучей с энергией  $35 \text{ кэв}$  и характеристические рентгеновские лучи  $K$ -оболочки теллура. В другом исследовании в качестве сцинтиллятора использовали кристалл подистого натрия, вращенный из раствора, содержащего  $\text{I}^{125}$ . В этом случае каждый переход на уровень с энергией  $35 \text{ кэв}$  дает импульс с амплитудой, равной сумме  $35 \text{ кэв}$  и энергии характеристического рентгеновского излучения

\* Наличие у  $\text{Au}^{198}$  спина  $I = 2$  независимо установлено с помощью метода атомного пучка.



Р и с. 97. Схема распада  $\text{Au}^{198}$ . (Все энергии даны в  $\text{Мэв.}$ )



Р и с. 98. Схемы распада  $\text{I}^{125}$  и  $\text{Te}^{125m}$ .

$K$ - или  $L$ -оболочки, и то время как при переходе в основное состояние антигиперта имидеся соответствует только энергии рентгеновского кванта. Переходы в основное состояние не были обнаружены, откуда следует, что при любом акте распада  $^{125}\text{I}$  образуется возбужденное состояние  $\text{Te}^{125}$  с энергией 35,4 кэВ. Этот результат согласуется с принятой  $^{125}\text{I}$  конфигурацией  $6s_2$ , и подтверждает, что переход на  $6s_2$ -уровень  $^{125}\text{I}$  (уровень с энергией 35,4 кэВ) является разрешенным. Неабсолютный переход в основное состояние с конфигурацией  $5s_2$  является в таком случае переходом второго порядка запрещения\*.

Отношение чисел актов захвата электрона с  $K$ - и  $L$ -оболочек можно оценить по абсолютному (распределению), регистрируемому стационарными счетчиками с кристаллом извести натрия, содержащим  $^{125}\text{I}$ . При сравнении площадей под двумя пиками — сумма 35 кэВ и энергии характеристического рентгеновского излучения  $K$ -оболочки теллура и сумма 35 кэВ и характеристического рентгеновского излучения  $L$ -оболочки теллура — было получено отношение  $K/L$ , оказавшееся равным  $0,23 \pm 0,03$ . Отсюда в соответствии с уравнением (28) гл. VIII следует, что энергия перехода на уровень с энергией 34,3 кэВ, протекающего путем захвата электрона, составляет 163 кэВ. Соответствующая величина  $\ln \beta/\beta_0 = 4,5$  (из уравнения (27) гл. VIII) подтверждает, что этот переход разрешен\*\*. Схема распада  $^{125}\text{I}$  приведена на рис. 98.

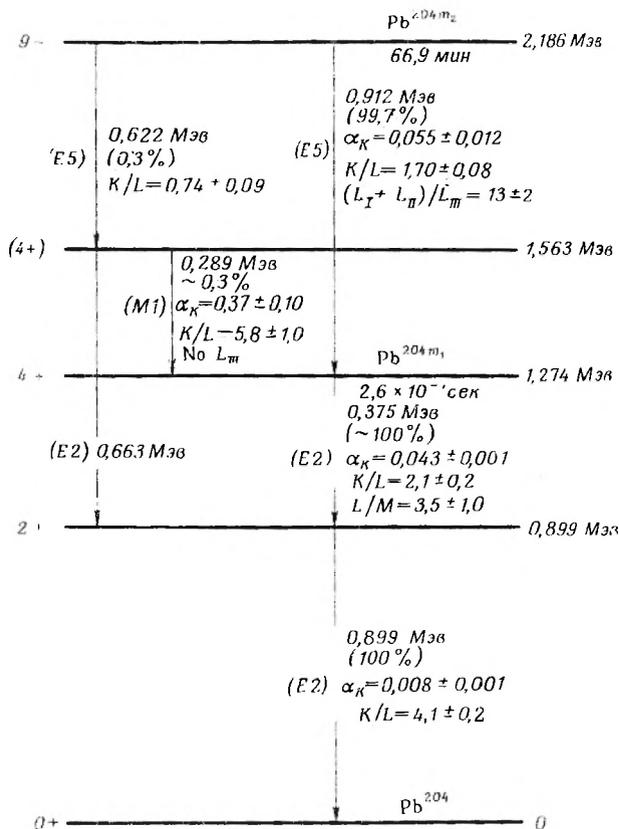
**Изотоп  $^{204}\text{Tl}$ .** Четно-четный изотоп, свинец-204, представляет собой интересный пример ядерной изомерии. 68-минутный \*\*\* изомер, распадающийся путем испускания  $\gamma$ -лучей с энергией около 1 МэВ, был уже известен в течение некоторого времени. Он образуется из висмута-204 при захвате электрона. При  $\beta$ -распаде  $^{204}\text{Tl}$  этот изотоп не возникает. В 1950 г. электронный спектр этого изомера свинца исследовали с помощью магнитного спектрометра. Для  $K$ - и  $L$ -оболочек были обнаружены конверсионные линии двух  $\gamma$ -квантов с энергиями 374 и 905 кэВ и отношениями  $K/L$ , равными соответственно 2,4 и 1,5. Из величин отношений  $K/L$  следует, что переход с энергией 374 кэВ относится к типу  $E2$ , а переход с энергией 905 кэВ — к типу  $E3$  (см. табл. 18). Кривые поглощения  $\gamma$ -лучей и электронов, полученные с помощью счетчика Гейгера-Миллера, показывают, что приблизительные значения полных коэффициентов внутренней конверсии для переходов с энергией 374 и 905 кэВ равны соответственно 0,05 и 0,1. Эти значения также не противоречат предположению о том, что переходы  $E2$  и  $E3$ . В соответствии с данными табл. 17 можно предположить, что период полураспада  $T_{1/2} = 68$  мин соответствует переходу типа  $E3$  с энергией 905 кэВ, но не  $E2$ -переходу с энергией 374 кэВ. Отсюда был сделан вывод, что переход с энергией 905 кэВ является изомерным, а переход с энергией 374 кэВ следует за ним.

\* Исходя из структуры оболочек  $^{125}\text{I}$  можно предположить, что наиболее основное это состояние имеет конфигурацию  $6s_2$  или  $5s_2$ . Если предположить о конфигурации  $5s_2$ , следовательно, то переход на возбужденный уровень  $\text{Te}^{125}$  с энергией 35,4 кэВ является переходом второго порядка запрещения, а переход на возбужденный уровень с энергией 145 кэВ — переходом первого порядка запрещения, что не соответствует экспериментальным данным. В последнее время конфигурация  $6s_2$  для  $^{125}\text{I}$  подтверждена данными независимыми измерениями в изотопической области, которые дали значение  $I = 2,2$ .

\*\* Более точные значения энергии распада и  $\ln \beta/\beta_0$  равны соответственно 168 кэВ и 4,25.

\*\*\* Более позднее определение периода полураспада дало значение 66,9  $\pm$   $\pm$  0,4 мин.

При использовании в качестве детекторов сцинтилляционных счетчиков было установлено наличие между обоими  $\gamma$ -излучениями запаздывающих совпадений. Период полураспада для испускания квантов с энергией 374  $\text{кэв}$  оказался равным  $3 \cdot 10^{-7}$   $\text{сек}$ , что было установлено путем изменения



Р и с. 99. Схема распада изомеров  $\text{Rb}^{204}$ .

времени задержки. Позднее был обнаружен третий компонент  $\gamma$ -излучения с энергией 899  $\text{кэв}$ . В более ранних исследованиях его не могли идентифицировать, поскольку энергия этого  $\gamma$ -кванта очень близка к значению 905  $\text{кэв}$  (в соответствии с более современными данными эта величина равна 912  $\text{кэв}$ ) и точные измерения отношений интенсивностей не производились. Этот переход с энергией 899  $\text{кэв}$  практически совпадает во времени с переходом, энергия которого равна 374  $\text{кэв}$ , и запаздывает по сравнению с переходом с энергией 912  $\text{кэв}$ , причем период полураспада составляет  $3 \cdot 10^{-7}$   $\text{сек}$ . Порядок испускания  $\gamma$ -квантов с энергиями 374 и 899  $\text{кэв}$  (рис. 99) был установлен сначала предположительно, на основании косвенных данных, а именно путем сравнения значения периода полураспада  $2,6 \cdot 10^{-7}$   $\text{сек}$  с теоретическими предсказаниями (см. табл. 17). Кроме того, было принято во внимание, что при  $\beta$ -распаде  $\text{Tl}^{204}$  (состояние  $2^-$ ) и при  $\gamma$ -распаде  $\text{Po}^{203}$  (состояние  $0^+$ ) не происходит испускания  $\gamma$ -лучей с энергией 374  $\text{кэв}$ . (В каждом из этих случаев  $2^-$ -состояние  $\text{Rb}^{204}$  с энергией 374  $\text{кэв}$  должно было бы оказаться в значительной мере заселенным.)

Впоследствии удалось получить более прямые доказательства последовательности испускания этих  $\gamma$ -квантов и однозначно охарактеризовать соответствующие возбужденные состояния. Исследования угловой корреляции пар 374—899, 912—374 и 912—899 *кэв* подтвердили правильность предполагаемых значений спинов уровней с энергиями 2,186; 1,274 и 0,899 *Мэв* (соответственно 9, 4 и 2), если спин основного состояния равен 0. В этом случае значения четности уровней, представленные на рис. 99, следуют из характера мультипольности каждого перехода, которая в свою очередь подтверждается приведенными на том же рисунке подробными данными о коэффициентах внутренней конверсии. Правильность сделанных выводов можно легко подтвердить, пользуясь данными, изложенными в гл. VIII.

Дальнейшие исследования спектра конверсионных электронов  $\text{Pb}^{204m_2}$  с помощью магнитных спектрометров выявили три дополнительных перехода с малой интенсивностью: два перехода примерно равной интенсивности (0,3% интенсивности основного перехода) с энергиями 289 и 622 *кэв* и еще один переход с энергией 633 *кэв* и еще меньшей интенсивностью. Наиболее вероятное размещение и порядок мультипольности этих переходов представлены на рис. 99 совместно с данными о коэффициентах внутренней конверсии, подтверждающими эти предположения. Таким образом, в схеме распада появляется второй ( $4^-$ ) уровень с энергией 1,563 *Мэв*. Следует отметить, что схема распада  $\text{Pb}^{204m_2}$  не обязательно включает все возбужденные уровни  $\text{Pb}^{204}$  в рассматриваемом энергетическом интервале. При распаде 12-часового  $\text{Bi}^{204}$ , протекающем путем захвата электрона, по-видимому, заселяются два дополнительных уровня между состояниями с энергией 1,563 и 2,186 *Мэв*. Эти состояния, хотя и не вполне еще охарактеризованные, имеют, видимо, довольно низкие значения спинов и, следовательно, практически не заселяются при распаде изомера с характеристикой 9—.  $\text{Pb}^{204}$  располагается в переходной области между сферически симметричной конфигурацией  $\text{Pb}^{208}$  с завершенными оболочками и областью сильно деформированных ядер, которая начинается около осмия. В этой переходной области трудно интерпретировать спектры, поскольку состояния, возникающие при возбуждениях отдельных частиц, и колебательные состояния могут располагаться в одном энергетическом интервале (ср. гл. IX, стр. 295). Однако, как следует из зависимостей, наблюдаемых для соседних четно-четных ядер [36], два первых возбужденных состояния  $\text{Pb}^{204}$ , по-видимому, следует приписать возбуждению за счет коллективных колебаний.

**Придий-186.** В качестве последнего примера рассмотрим коротко исключительно сложную схему распада, которая исследовалась (хотя еще и не до конца) с помощью очень большого числа совершенных методов и позволяет представить современные возможности определения схем распада. Попытаемся наметить лишь основные вехи этого исследования возбужденных уровней  $\text{Os}^{186}$ , заселяющихся при распаде  $\text{Ir}^{186}$ . Для более подробного ознакомления с этим вопросом следует обратиться к оригинальной работе [37], на основании которой написан данный параграф. До начала этого исследования уже имелись некоторые данные о распаде 15-часового  $\text{Ir}^{186}$ . большая часть распадов протекала путем электронного захвата, около 5% — при испускании  $\beta^+$ -частиц с граничной энергией 1,92 *Мэв*. Были известны  $\gamma$ -переходы с энергиями 135, 297, 434, 625, 773 и 923 *кэв*, интенсивности которых уменьшались в той же последовательности. На основании значений коэффициентов конверсии на *K*- и *L*-оболочках первые

три из этих переходов были отнесены к типу  $E2$ . Из экспериментов с применением метода совпадений было известно, что  $\gamma$ -лучи с энергиями 135, 297 и 434  $кэв$  испускаются в каскаде и, по-видимому, представляют собой переходы между компонентами вращательной полосы основного состояния ( $6+ \xrightarrow{434 \text{ кэв}} 4+ \xrightarrow{297 \text{ кэв}} 2+ \xrightarrow{135 \text{ кэв}} 0+$ ). Положение первого возбужденного  $2+$ -состояния  $Os^{186}$  с энергией около 135  $кэв$  подтверждалось появлением перехода типа  $E2$  с энергией 137  $кэв$  при  $\beta$ -распаде  $Re^{186}$ . При  $\beta^-$ -распаде  $Re^{186}$  наблюдались еще три вида  $\gamma$ -излучения — совпадающие по времени  $\gamma$ -кванты с энергиями 631 и 137  $кэв$  и прямой переход с энергией 768  $кэв$ . Исследования угловой корреляции  $\gamma$ -излучений с энергиями 631 и 137  $кэв$  и значение  $Ig ft = 9$  для  $\beta^-$ -перехода  $Re^{186}$  ( $1-$ ) на уровень с энергией 768  $кэв$  показали, что этот уровень обладает характеристикой  $2+$  и, видимо, представляет собой компоненту с наименьшей энергией  $\gamma$ -колебательной полосы ( $K = 2$ ).

Эти данные и были положены в основу исследования, описанного в работе [37]. Сначала были изучены спектры электронов конверсии образцов  $Ir^{186}$ . Для этой цели применяли магнитный спектрометр с двойной фокусировкой, разрешающая способность которого составляла примерно 0,3% (полная ширина на половине максимума конверсионных линий). При использовании иридиевого источника, полученного при бомбардировке обогащенного  $Re^{185}$  ионами  $He^4$  с энергией 40  $Мэв$ , было обнаружено 235 конверсионных линий с энергиями в пределах 60—1800  $кэв$ . Поскольку значения периодов полураспада  $Ir^{185}$ ,  $Ir^{186}$  и  $Ir^{187}$  очень близки (по данным цитируемого исследования они равны соответственно  $14,0 \pm 0,9$ ;  $15,8 \pm 0,3$  и  $10,5 \pm 0,3$  час), линии  $Ir^{186}$  невозможно было различить по скорости радиоактивного распада. Однако эта задача была успешно выполнена при сопоставлении относительной интенсивности линий в образцах, полученных из  $Re^{185}$  при бомбардировке ионами  $He^4$  с энергиями 40 и 34  $Мэв$  (использовались различия в функциях возбуждения реакций  $(\alpha, 2n)$ ,  $(\alpha, 3n)$  и  $(\alpha, 4n)$  для данного энергетического интервала). Таким образом, оказалось возможным установить наличие 150 конверсионных линий, характерных для радиоактивного распада  $Ir^{186}$ , и рассчитать вероятные значения энергий переходов, приводящих к конверсии на той или иной оболочке атома. Ввиду того что точность определения энергий составляла в большинстве случаев около 0,1%, энергии перехода, соответствовавшие двум или нескольким конверсионным линиям, можно было оценить с достаточной степенью надежности. Другие энергии переходов можно было сопоставить только с одной конверсионной линией (по-видимому, линией конверсии на  $K$ -оболочке) и, следовательно, оценить с меньшей точностью. В целом было выявлено 101 значение энергий переходов. В тех случаях, когда для данного перехода наблюдалось несколько конверсионных линий, отношение интенсивностей давало ценную информацию и часто позволяло однозначно ответить на вопрос о мультипольности излучения.

Проблема размещения ста одного перехода в схеме распада была чрезвычайно трудной и выполнялась с помощью электронной вычислительной машины. Были составлены двойные суммы из всех ста одной энергий переходов и проанализировано соотношение типа  $E_1 + E_2 = E_3$ . Этим методом (начиная с уже известных уровней, энергии которых, определенные с большей точностью, составляют 137,15; 433,91; 868,7 и 767,4  $кэв$ ) удалось разместить примерно две трети известных переходов на схеме, содержащей 23 энергетических уровня. Полезность этого метода, аналогичного комбинационному принципу Ритца, используемому в атомной спектроскопии, существенно зависит от точности определения энергий переходов. Чем ни-

же точность, тем больше возможность получения ошибочных значений сумм энергий.

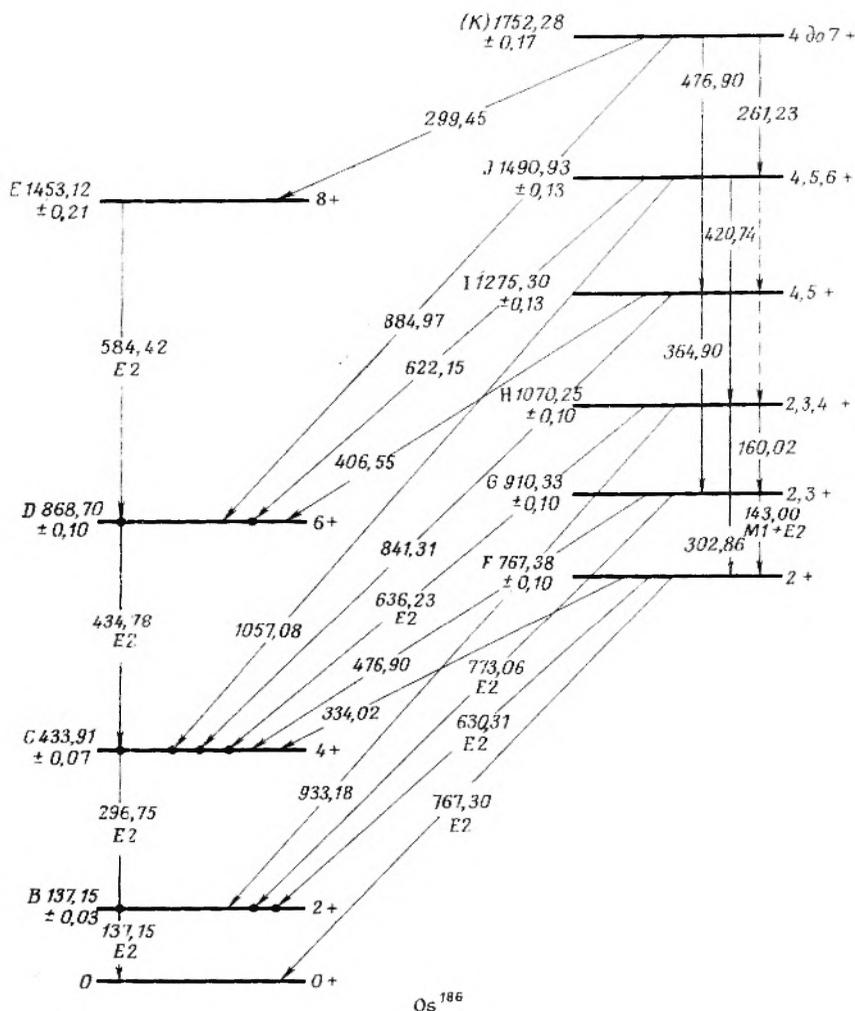
Применение различных методов исследования позволило получить дополнительную информацию о схеме распада  $\text{Ir}^{186}$ . Спектр испускаемых позитронов изучали с помощью линзового спектрометра. Было установлено, что этот спектр содержит две компоненты с граничными энергиями 1,94 и 1,37  $Mэв$  и, возможно, компоненту малой интенсивности с максимальной энергией 1,0  $Mэв$ . Группа позитронов, обладающих наибольшей энергией, как было показано, совпадала по времени с  $\gamma$ -квантами следующих энергий: 137, 294 и 434  $кэв$  (интенсивности  $\gamma$ -излучения этих энергий одинаковы). Отсюда следовало, что  $\text{Ir}^{186}$  при испускании позитрона переходит в возбужденное  $6+$ -состояние с энергией 868,7  $кэв$ . «Одиночные» спектры  $\gamma$ -излучения, полученные с помощью сцинтилляционного счетчика с кристаллом  $\text{NaI}$  в сочетании с многоканальным анализатором, позволили получить ценные сведения об интенсивности некоторых групп  $\gamma$ -лучей, хотя и удалось разрешить лишь немногие индивидуальные переходы. Исследование  $\gamma - \gamma$ -совпадений с помощью двух сцинтилляционных счетчиков с кристаллами  $\text{NaI}$  и двумерного амплитудного анализатора с 32-64 каналами подтвердило многие особенности предположительной схемы уровней. Положение уровней было подтверждено также при исследованиях  $\beta - \beta$ -совпадений на магнитном спектрометре с двумя линзами. Подробное изложение экспериментальных методов и рассуждений, в результате которых были установлены значения спинов и четности 23 уровней, не входит в задачу данного рассмотрения и может быть найдено в работе [37].

Часть схемы уровней  $\text{Os}^{186}$  представлена на рис. 100. Указаны только уровни, которые, по-видимому, являются компонентами вращательной полосы основного состояния (уровни  $A - E$ ),  $\gamma$ -колебательной полосы ( $K = 2$ , уровни  $F - K$ ), а также переходы между ними. На рис. 101 сопоставляется структура уровней  $\text{Os}^{186}$  и других четно-четных изотопов осмия. Очевидно, что для них имеются некоторые общие закономерности: с увеличением числа нейтронов энергии полосы основного состояния возрастают, а энергии колебательной полосы ( $K = 2$ ) уменьшаются. Это свидетельствует о постепенном переходе от вращательных спектров сильно деформированных ядер к спектрам, характеризующим почти гармонические колебания.

Детальное сопоставление энергий и вероятностей переходов для полос с  $K = 0$  и  $K = 2$  с предсказаниями коллективной модели обнаруживает некоторые несоответствия. Если энергетические уровни обеих полос рассчитать по энергиям уровней  $B$  и  $F$ , пользуясь уравнением (5) гл. IX (это эквивалентно использованию данных уровней для определения моментов инерции  $g_1$  и  $g_2$ ), то превышение полученных значений над экспериментальными достигает 13%. Более того, многочисленные попытки модифицировать простую модель сильного взаимодействия и рассматривать также колебательно-вращательные взаимодействия или применить более сложные модели, например модель асимметричного волчка, не улучшили сколько-нибудь существенно соответствия между рассчитанными и наблюдаемыми значениями энергетических интервалов. Для получения параметров ядерных моделей, например параметра сфероидальной деформации  $\beta$ - или  $\gamma$ -параметра, характеризующего асимметричность волчка, можно использовать значения вероятностей переходов. Однако при рассмотрении всех переходов, для которых получены надежные данные, не удалось составить набора параметров, которые полностью соответствовали бы

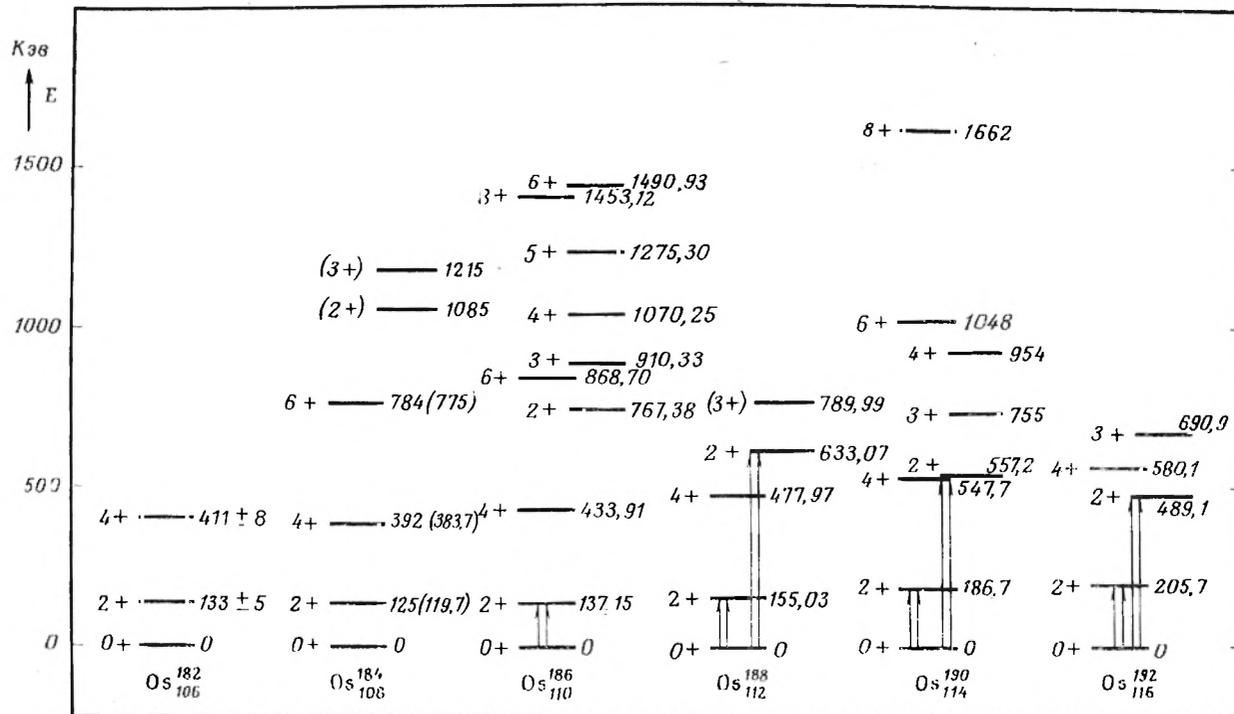
какой-либо из применявшихся моделей, хотя и обнаруживались полуколичественные соответствия.

Таким образом, в настоящее время не проведена полная теоретическая интерпретация даже двух хорошо исследованных полос в схеме уровней



Р и с. 100. Часть схемы распада  $Os^{186}$ . Представлены только те уровни, которые, как полагают, являются компонентами вращательной полосы основного состояния и  $\gamma$ -колебательной полосы ( $K=2$ ). Пунктирными линиями указаны вероятные переходы, которые не были обнаружены вследствие маскирующего эффекта других излучений. Для всех переходов приведены энергии (в кэВ) и известные значения порядка мультипольности. Наблюдаемое совпадение переходов обозначено жирной точкой на линии энергетического уровня, на который происходит данный переход [37].

$Os^{186}$ . Природа множества других состояний этого изотопа пока не исследована. Наконец, ввиду того что имеется большое число переходов, не размещенных на схеме распада, должны существовать дополнительные уровни, для идентификации которых нужны дальнейшие исследования.



Р и с. 101. Сравнение структуры уровней четно-четных изотопов осмия. Указаны только вращательные полосы основного состояния и  $\gamma$ -колебательные полосы. Двойными стрелками обозначены переходы, наблюдающиеся при кулоновском возбуждении [37].

Заметим, что схема распада  $\text{Gr}^{186}$  не является наиболее сложной из известных. Существуют схемы распада не меньшей сложности, которые еще ожидают исследователей.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ ИЗОТОПОВ

Одной из главных задач исследователей в области ядерной химии на протяжении всего времени ее существования являлось определение атомного номера и массового числа новых радиоактивных изотопов. К настоящему времени почти все изотопы, расположенные вблизи области устойчивости к  $\beta$ -распаду, уже идентифицированы. Не открыты и не идентифицированы, по-видимому, только некоторые изомерные состояния, изотопы элементов, расположенных в периодической системе дальше калифорния, изотопы, очень далекие от области устойчивости к  $\beta$ -распаду (полученные при реакциях частиц очень высокой энергии, тяжелых ионов или при последовательном захвате нейтронов), и некоторые другие. Однако исследователь в области ядерной химии должен быть знаком с методами, позволившими установить массовые числа более чем 1000 известных в настоящее время радиоактивных изотопов и соответствующим образом разместить их в периодической системе. Основной проблемой является обычно определение массового числа  $A$ . В данном разделе рассматриваются методы, разработанные для решения этой проблемы. Допустим, что атомный номер изотопа можно определить методами химического анализа (см. раздел Г). Для случая короткоживущих изотопов этот метод, конечно, неприменим (при значениях периода полураспада меньше 1 сек). В этом случае идентификацию можно производить косвенным путем, по более долгоживущим материнским или дочерним продуктам.

**Перекрестная бомбардировка.** Массовое число продукта реакции можно однозначно определить, проведя лишь одно облучение, только в том случае, если происходит активация медленными нейтронами единственного изотона. Например, облучение мышьяка медленными нейтронами (мышьяк имеет единственный стабильный изотоп  $\text{As}^{75}$ ) приводит к образованию 26,8-часового изотопа мышьяка, распадающегося с испусканием  $\beta$ -частиц, который можно с легкостью идентифицировать как  $\text{As}^{76}$ .

В некоторых случаях заключение о массовом числе изотопа можно сделать на основании данных о том, образуется ли этот изотоп при определенных типах ядерных реакций. Этот метод получил наименование перекрестной бомбардировки. При таком исследовании можно менять элементы мишени или природу бомбардирующих частиц. Число продуктов, возникающих при каждом облучении, ограничено числом стабильных изотопов элемента мишени и типами ядерных реакций, возможных при данных условиях (потоке бомбардирующих частиц, их природе и энергии). Рассмотрим для примера некоторые радиоактивные изотопы стронция. На рис. 102 представлены стабильные изотопы, расположенные вблизи стронция в периодической системе. При активации стронция медленными нейтронами образуются изотопы стронция с периодами полураспада 2,8 час и 51 день. Каждый из этих изотопов или они оба могут представлять собой  $\text{Sr}^{85}$ ,  $\text{Sr}^{87}$ ,  $\text{Sr}^{88}$  или  $\text{Sr}^{89}$ , так как они образуются при захвате нейтронов стабильными изотопами стронция. Было показано, что оба изотопа образуются при реакциях быстрых (с энергией порядка 15 Мэв) нейтронов

с цирконием, по-видимому, в ходе  $(n, \alpha)$ -реакции. Отсюда следует, что эти изотопы, очевидно, не могут представлять собой  $\text{Sr}^{83}$ . При облучении иттрия быстрыми нейтронами (с энергией 10 или 15  $M\text{эв}$ ) образуется только изотоп с периодом полураспада 51 день. Ввиду того что протекает, видимо,  $(n, p)$ -реакция, эту активность приписали изотопу  $\text{Sr}^{89}$ . В таком случае изотоп с периодом полураспада 2,8 час представляет собой изомер  $\text{Sr}^{87}$

40										$\text{Zr}^{90}$	$\text{Zr}^{91}$	$\text{Zr}^{92}$		$\text{Zr}^{94}$	$\text{Zr}^{96}$
39										$\text{Y}^{89}$					
38					$\text{Sr}^{84}$		$\text{Sr}^{86}$	$\text{Sr}^{87}$	$\text{Sr}^{88}$						
37							$\text{Rb}^{85}$		$\text{Rb}^{87}$						
36	$\text{Kr}^{78}$		$\text{Kr}^{80}$		$\text{Kr}^{82}$	$\text{Kr}^{83}$	$\text{Kr}^{84}$		$\text{Kr}^{86}$						
	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56

Число нейтронов,  $N$

Р и с. 102. Природные изотопы элементов, расположенных в периодической системе вблизи стронция.

или  $\text{Sr}^{88}$ . Тот факт, что 2,8-часовой изотоп стронция образуется также при облучении рубидия протонами по  $(p, n)$ -реакции, дает возможность идентифицировать его как  $\text{Sr}^{87m}$ .

При интерпретации результатов перекрестных облучений часто следует учитывать относительное содержание изотопов элемента мишени. Так, например, отсутствие какого-либо продукта реакции может объясняться просто малым содержанием изотопа, из которого этот продукт мог бы образоваться.

**Применение разделенных изотопов [38].** Определение массового числа часто оказывается затруднительным, поскольку во многих случаях не известно, из какого изотопа элемента мишени образовался тот или иной радиоактивный изотоп. По этой причине при исследованиях удобнее всего использовать индивидуальные изотопы или смеси изотопов, достаточно обогащенные каким-либо компонентом. Для этой цели достаточно использовать мишени, содержащие элементы, обогащенные или обедненные нужным изотопом хотя бы вдвое. При сравнении выхода интересующего радиоактивного изотопа в мишени обычного и измененного изотопного состава можно сделать вывод о его происхождении. В течение длительного времени не удавалось с достоверностью идентифицировать 37-минутный изотоп хлора, возникающий при облучении хлора медленными нейтронами или дейтронами (хлор имеет стабильные изотопы с массами 35 и 37), даже при использовании метода перекрестных бомбардировок. Однако, когда было установлено, что этот изотоп не образуется при облучении медленными нейтронами образца почти чистого  $\text{Cl}^{35}$ , стало ясно, что период полураспада  $t_{1/2} = 37 \text{ мин}$  следует приписать  $\text{Cl}^{38}$ , а не  $\text{Cl}^{36}$ .

Для идентификаций радиоактивных изотопов можно воспользоваться методами разделения изотопов и более непосредственно: подвергнуть разделению продукты исследуемой ядерной реакции. Массовые числа многих радиоактивных изотопов были однозначно установлены путем масс-спектрального анализа. Этот метод с успехом применялся для анализа радиоактивных изотопов с периодами полураспада порядка нескольких минут

и в особых случаях (благородные газы, являющиеся продуктами деления) до 10 сек. В некоторых случаях применялся обычный масс-спектрограф с фотографическим методом детектирования. Однако при идентификации с помощью масс-спектрометра радиоактивных изотопов значительно удобнее собирать каждый изотоп на металлической пластинке, которую можно использовать в качестве подложки при определении активности образца. Приборы, которые можно использовать как сепараторы изотопов, выпускаются промышленностью. Одной из главных характеристик этих приборов является высокая эффективность собирания. При анализе некоторых элементов удалось достигнуть полной эффективности собирания вещества (от накаленной проволочки-источника до коллектора) порядка 10—20%. Образцы, приготовленные таким способом, часто оказываются крайне полезными при исследовании схем распада.

**Функции возбуждения.** Знание функции возбуждения для реакции образования исследуемого изотопа может оказаться полезным при выяснении типа этой реакции по аналогии со сходными функциями возбуждения известных реакций. При более высоких энергиях бомбардирующих частиц этот метод становится особенно важным продолжением метода перекрестных бомбардировок. Так, например, знание функций возбуждения оказалось чрезвычайно полезным при расшифровке исключительно сложного спектра конверсионных электронов изотопов ртути, образующихся из золота при облучении протонами высоких энергий. Было установлено, что различные электронные линии с характеристическими энергиями и периодами полураспада образуют три группы. Эти группы достигают максимальной интенсивности при энергии протонов соответственно 54,63 и 72 Мэв, причем соответствующие пороговые значения равны 35,45 и 55 Мэв. На этом основании можно считать, что к образованию радиоактивных продуктов ведут следующие три реакции:  $(p, 5n)$ ,  $(p, 6n)$  и  $(p, 7n)$ , а массовые числа этих продуктов (включая не только изотопы ртути, но и дочерние золота и платину) равны 193, 192 и 191.

В том случае, когда отсутствуют данные о функции возбуждения в целом, для установления значения массовых чисел может иметь значение даже энергия бомбардирующей частицы в единственном эксперименте, а также приблизительное значение выхода продукта реакции. Например, если при бомбардировке элемента  $Z$  дейтронами с энергией 5 Мэв образуется с хорошим выходом радиоактивный элемент  $Z - 1$ , то можно с достаточной уверенностью утверждать, что имела место  $(d, n)$ -реакция. Если энергия дейтрона составляла 20 Мэв, более вероятно протекание  $(d, 2n)$ - или  $(d, 3n)$ -реакций. Обращаясь снова к рис. 102, можно видеть, что изотоп стронция с периодом полураспада 2,8 час (если это  $\text{Sr}^{87}$ ) не мог, по видимому, образоваться при бомбардировке рубидия дейтронами с энергией 5 Мэв. При этих условиях мог образоваться только изотоп  $\text{Sr}^{88}$ .

Если реакция идет под действием нейтронов, то разница активностей, наведенных в образце, окруженном кадмевой защитой и без нее, обусловлена преимущественно действием тепловых нейтронов, т. е. в основном реакцией радиационного захвата. Следует отметить, что  $(n, \gamma)$ -реакции не полностью подавляются кадмевой защитой, так как они могут протекать с заметными сечениями при энергиях выше резонансной энергии кадмия.

**Роль примесей в пучке и вторичных реакций.** При использовании метода перекрестных бомбардировок необходимо иметь в виду, что посторонние частицы, которые могут оказаться в пучке, или вторичные части-

цы, возникающие при бомбардировке мишеней, могут иногда вызывать нежелательные ядерные реакции в таких масштабах, что затрудняется идентификация основных продуктов реакции. Так, например, пучки  $\alpha$ -частиц в циклотронах бывают обычно загрязнены малыми количествами дейтронов (из остаточного дейтерия в ионном источнике); это может затруднять исследование относительно маловероятных реакций, протекающих под действием  $\alpha$ -частиц и приводящих к образованию изотопа, который при реакции с дейтронами образуется с высоким выходом, например  $(\alpha, p2n)$ - и  $(d, n)$ -реакций.

Нейтроны, возникающие при бомбардировке различных мишеней заряженными частицами или  $\gamma$ -лучами, обычно вызывают дополнительные ядерные реакции в материале мишени. Присутствие продуктов этих реакций может осложнять идентификацию изотопов, ожидаемых или образующихся по реакции с первичными бомбардирующими частицами. Например, облучение толстой натриевой мишени дейтронами с целью получения  $\text{Na}^{24}$  по реакции  $(d, p)$  сопровождается также образованием этого изотопа в глубоких слоях мишени, недоступных для дейтронов, по  $(n, \gamma)$ -реакции.

При реакциях скалывания, протекающих при высоких энергиях, каждое первичное взаимодействие может приводить к появлению ряда вторичных частиц — нейтронов, протонов, дейтронов, ионов гелия и даже более тяжелых фрагментов, которые сами часто обладают достаточной энергией для инициирования дальнейших ядерных реакций. Это подтверждается, например, образованием продуктов с атомными номерами  $(Z + 2) - (Z + 4)$  при облучении элемента с атомным номером  $Z$  протонами очень высоких энергий. Эти вторичные эффекты обычно можно свести к минимуму при использовании мишеней, тонких по сравнению с пробегом вторичных частиц.

#### Использование характеристик излучения и генетических отношений.

Данных о периоде полураспада и атомном номере часто недостаточно для характеристики радиоактивного изотопа. Два изотопа одного элемента часто имеют близкие периоды полураспада. В таком случае их следует различать по типам и энергиям испускаемого ими излучения. Возьмем для примера снова изотопы стронция (рис. 102). Исследование излучения образца стронция, предварительно облученного медленными нейтронами, показывает, что, после того как излучение с периодом полураспада 2,8 час практически прекратилось, наблюдается — кроме  $\beta^-$ -частиц с энергией 1,5 Мэв, испускаемых 51-дневным изотопом  $\text{Sr}^{89}$ , — еще  $\gamma$ -излучение и характеристическое рентгеновское излучение рубидия. При более тщательном исследовании двух последних типов излучения оказалось, что их интенсивность уменьшается с периодом полуослабления 65 дней. Значения 51 и 65 дней практически невозможно различить, на основании общей кривой распада образца, облученного нейтронами. Присутствие характеристического рентгеновского излучения рубидия показывает, что 65-дневный изотоп распадается с образованием рубидия путем испускания позитрона или  $K$ -захвата. Позитронное излучение отсутствует, и, следовательно, рассматриваемый процесс должен представлять собой захват орбитального электрона. На основании полученных данных можно предположить, что этот изотоп представляет собой  $\text{Sr}^{85}$  или  $\text{Sr}^{87}$ . Поскольку 65-дневный изотоп не образуется по  $(n, \alpha)$ -реакции из  $\text{Zr}^{90}$ , последнее предположение отпадает. Бомбардировка рубидия протонами дает изотоп с периодом полураспада 65 дней (и не дает 51-дневного изотопа  $\text{Sr}^{89}$ ), уже упоминавшийся  $\text{Sr}^{87m}$  и, кроме того, 70-минутный стронций, который не об-

разуется при облучении циркония быстрыми нейтронами. Покажем на примере этих четырех радиоактивных изотопов стронция, как исследование типа распада изотопа помогает в его идентификации. Изотоп стронция с периодом полураспада 51 день, испускающий  $\beta$ -частицы, не может обладать массовым числом, меньшим 89: ядро стронция с массой 88 или меньше при  $\beta$ -распаде будет скорее удаляться от области устойчивости, чем приближаться к ней. Исследование излучений с периодом полураспада 70 мин и 2,8 час показало, что оба изотопа испускают характеристическое рентгеновское излучение стронция, и эти периоды полураспада, очевидно, связаны с изомерными переходами. Распад изотопа с периодом полураспада 65 дней путем электронного захвата исключает возможность для этого изотопа любого массового числа, большего 87. Из данных этого и предыдущего параграфа следует, что и 65-дневный и 70-минутный периоды полураспада могут относиться к  $\text{Sr}^{85}$ ; 70-минутный период полураспада характерен для изомерного перехода в состояние с меньшей энергией, откуда происходит переход в  $\text{Rb}^{85}$  путем захвата электрона с периодом полураспада 65 дней.

На основе систематики  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада, а также изомерных переходов (см. гл. VIII) для определения массовых чисел изотопов часто используют данные не только о типах распада, но и о периодах полураспада и энергиях распада. В этой связи могут оказаться весьма полезными полуколичественные оценки энергий  $\beta$ -распада с помощью полуэмпирических формул (3) или (8) гл. II (хотя в некоторых случаях необходимо учитывать эффекты оболочек). Предсказания, сделанные на основе систематики  $\alpha$ -распада, оказались особенно полезными при идентификации новых изотопов трансурановых элементов.

Если продукт, образующийся при радиоактивном превращении, также является радиоактивным, можно исследовать генетические отношения путем анализа кривых распада и накопления активности фракций, периодически отделяемых химическими методами. Понимание генетических отношений может помочь при идентификации изотопов. Это особенно важно для цепей продуктов деления, обладающих некоторым избытком нейтронов по сравнению с элементами, находящимися в области устойчивости, а также для цепей превращений продуктов с недостатком нейтронов, образующихся при реакциях частиц с очень большими энергиями. Изотопы, значительно удаленные от области устойчивости, проще всего идентифицировать путем установления генетических отношений с хорошо изученными дочерними продуктами, расположенными неподалеку от области устойчивости. Например, 89 — массовое число продуктов, образующих цепочку продуктов деления, — было установлено на том основании, что последним членом этой цепочки оказался 51-дневный изотоп  $\text{Sr}^{89}$ . Массовое число изотопов (равное 144), образующих цепь, содержащую 284-дневный изотоп церия, было установлено при масс-спектрографическом определении массы этого долгоживущего изотопа церия.

**Роль состава мишени и влияние примесей.** При исследовании продукта какой-либо ядерной реакции важно, чтобы мишень не содержала других элементов, из которых мог бы образоваться тот же самый продукт. Так, например, при облучении рубидия нейтронами с целью исследования реакции образования 35-часового изотопа брома ( $\text{Br}^{82}$ ) неразумно использовать в качестве мишени бромид рубидия. По той же причине примеси элементов — соседей по периодической системе, например примесь иридия в осмиевой мишени, могут приводить к искажению результатов. Вообще

говоря, в качестве мишеней наиболее желательно использовать индивидуальные элементы. Однако иногда приходится облучать химическое соединение. Этим методом пользуются в тех случаях, когда элемент слишком реакционноспособен, находится в агрегатном состоянии, неудобном для облучения, или если процесс растворения элемента окажется очень медленной стадией в ходе последующей химической обработки.

Присутствие некоторых примесей в мишенях в ряде случаев неизбежно. Если эти примеси известны, можно предусмотреть химические методы отделения нужных изотопов от тех продуктов, которые образовались при облучении примесей. При исследовании реакций с малым эффективным сечением требования к чистоте мишеней должны быть очень жесткими, поскольку при низком выходе нужного продукта следует принимать меры, чтобы заметные количества этого же изотопа не образовывались из примесей по более вероятным реакциям. Так, например, образование  $Mg^{23}$  по реакции  $Al^{27}(\gamma, p)3n$ , вызываемой тормозным излучением с  $E_{\text{пых}} \cong \cong 70 \text{ Мэв}$ , можно было исследовать лишь с помощью мишеней из алюминия с очень малым содержанием магния, поскольку реакция  $Mg^{24}(\gamma, n)Mg^{23}$  идет с гораздо большим выходом.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Необходимо определить некоторые микропримеси в образце металлического серебра методом нейтронного активационного анализа. Каково должно быть значение максимального диаметра образца (сферического), чтобы изменение потока тепловых нейтронов в его толще не превышало 10%?

Ответ:  $\cong 0,5 \text{ мм}$ .

2. Пучок понов  $Si^{12}$  с энергией 120 Мэв падает на алюминиевую фольгу толщиной 20 мг/см<sup>2</sup>. Ток, создаваемый пучком понов, равен 1 мкА. а) Определите, какая энергия рассеивается в фольге. б) Рассчитайте, через какое время излучение поднимет температуру фольги до точки плавления алюминия (660°), если фольга имеет площадь 20 см<sup>2</sup> и укреплена на изолирующей рамке в высоком вакууме. Радиационными потерями тепла можно пренебречь. За величину теплоемкости примите 0,25 кал/г·град — среднее значение между теплоемкостями при комнатной температуре и вблизи точки плавления алюминия.

Ответ: б)  $\cong 10 \text{ сек}$ .

3. Необходимо изготовить фольги из кобальта для следующих экспериментов: а) с помощью пачки сложенных фольг определить функции возбуждения реакций, протекающих под действием  $\alpha$ -частиц, при уменьшении энергии  $He^4$  от начальной до порога реакции  $Co^{59}(\alpha, p)$ . Разброс  $\alpha$ -частиц по энергиям не должен превышать 5% средней энергии частиц в данной фольге. б) Исследовать спектры протонов, возникающих в результате  $(\alpha, p)$ -реакции, в области энергий протонов больше 2 Мэв. Точность определения энергии  $\pm 3\%$ . При анализе следует учитывать все протоны, рассеянные на углы до 30° относительно направления пучка. Какова максимальная толщина фольг, которые можно использовать для этих групп исследований? Предложите методы изготовления таких фольг и измерения их толщины и однородности.

4. Тонкую кобальтовую проволоку весом 0,70 мг используют в качестве монитора потока тепловых нейтронов ядерного реактора. Через несколько часов после пятиминутного облучения монитор поместили в колодец сцинтиляционного счетчика для определения количества образовавшегося  $Co^{60}$ . При каждом акте распада  $Co^{60}$  происходит испускание двух  $\gamma$ -квантов с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв в каскаде соответственно. При анализе  $\gamma$ -спектра на многоканальном анализаторе установлено, что фотопикам с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв соответствуют 2175 и 1700 имп/мин. Помимо этого, площадь под кривой «суммарного пика» при энергии 2,50 Мэв соответствует 272 имп/мин. Общая скорость счета для всего  $\gamma$ -спектра составляет 180 800 имп/мин. Каким потоком нейтронов облучили образец кобальта? При вычислениях пренебречь небольшим изменением потока нейтронов внутри тонкого образца и принять, что указаны скорости счета после введения поправок на величину фона и разрешающее время.

Ответ:  $1 \cdot 10^{13} \text{ нейтрон/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

5. Образец алюминиевой фольги площадью  $1 \text{ см}^2$  и толщиной  $0,025 \text{ мм}$  облучали потоком быстрых нейтронов для получения  $\text{Na}^{24}$ . Скорость распада  $\text{Na}^{24}$  измеряли методом  $\beta - \gamma$ -совпадений. Схема распада  $\text{Na}^{24}$  представлена на рис. 49. Измерения проводили с помощью двух сцинтилляционных счетчиков. Для регистрирования  $\beta$ -излучения использовали сцинтиллятор из пластмассы толщиной  $0,64 \text{ см}$ , в качестве детектора  $\gamma$ -излучения применяли кристалл  $\text{NaI (Tl)}$   $7,6 \cdot 7,6 \text{ см}^2$ . Детектор  $\gamma$ -излучения был окружен достаточно толстой защитой и не регистрировал  $\beta$ -частиц. Применение дискриминатора, срезающего все импульсы с энергией  $< 1 \text{ Мэв}$ , позволило практически исключить влияние тормозного излучения. Проведены следующие измерения: а) образец помещен в счетное устройство без поглотителя, задержки совпадений нет; б) образец находится в том же положении, но отделен от счетчика  $\beta$ -частиц пластинной алюминией толщиной  $0,7 \text{ г/см}^2$ , задержки совпадений нет; в) образец в том же положении, поглотитель отсутствует, импульсы одного из детекторов приходят в схему совпадений после задержки на  $5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ ; г) образец отсутствует, задержки совпадений нет. В течение измерений, длившихся несколько часов, получены следующие результаты:

Опыт	Время середины интервала измерения	Продолжительность измерения, мин	Общая скорость счета		
			$\beta$ -счетчик	$\gamma$ -счетчик	$\beta - \gamma$ -совпадение
а)	11 час. 00 мин.	10	$1,830 \cdot 10^6$	$3,63 \cdot 10^5$	9158
б)	11 час. 40 мин.	60	$1,221 \cdot 10^6$	$2,110 \cdot 10^6$	307
в)	12 час. 45 мин.	60	$1,006 \cdot 10^7$	$1,996 \cdot 10^6$	557
г)	15 час. 00 мин.	200	5800	$6,00 \cdot 10^4$	0

Какова была скорость распада  $\text{Na}^{24}$  в 11 час. 00 мин? Предполагается, что эффективность регистрации излучения одинакова для любых точек поверхности образца.

Ответ:  $7,20 \cdot 10^6 \text{ 1/мин}$ .

6. Алюминиевую фольгу, содержащую  $\text{Na}^{24}$ , скорость распада которого была определена при решении упражнения 5, используют для калибровки пропорционального торцового счетчика, предназначенного для анализа образцов  $\text{Na}^{24}$ . Измерения, проведенные на этом счетчике в тот же день, что и измерения из упражнения 5, показали, что скорость счета образца, установленного в определенном положении в 14 час. 00 мин. того же дня, составляет  $227 \text{ 520 имп/мин}$  (без фона). Дополнительные измерения активности образца, находящегося в том же положении, точно через 15 и 30 час дали значения скорости счета (без фона):  $114 \text{ 880}$  и  $57 \text{ 720 имп/мин}$  соответственно. Принимая статистическое отклонение этих результатов пренебрежимо малым, а также предполагая, что в образце не содержится никаких радиоактивных изотопов, кроме  $\text{Na}^{24}$ , определить: а) разрешающее время счетного устройства; б) общую эффективность счетчика по отношению к излучению  $\text{Na}^{24}$  в данных геометрических условиях.

Ответ: б)  $0,037$ .

7. Интенсивность потока протонов с энергией  $3 \cdot 10^9 \text{ эв}$  измеряют по активности  $\text{Na}^{24}$ , наведенной в алюминиевой фольге толщиной  $6,85 \text{ мг/см}^2$ . (Фольга расположена между двумя алюминиевыми фольгами для возмещения потерь атомов  $\text{Na}^{24}$  за счет отдачи.) Точно через 20 час после окончания 15-минутного облучения активность  $\text{Na}^{24}$ , содержащегося в алюминиевой фольге-мониторе, измеряли с помощью торцового счетчика, описанного в упражнении 6, в тех же условиях, в которых проводилась и калибровка. Скорость счета составила  $27 \text{ 430 имп/мин}$ . Какова средняя величина потока протонов, проходящего через образец при облучении?

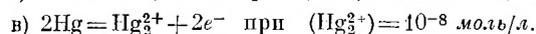
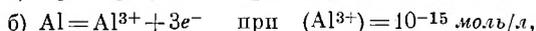
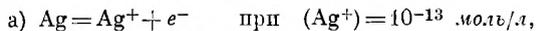
Ответ:  $1,17 \cdot 10^{14} \text{ 1/мин}$ .

8. Предложите методы химической идентификации а)  $\text{V}^{52}$ , образующегося при облучении раствора хромата быстрыми нейтронами; б)  $\text{Mn}^{52}$ , возникающего при облучении железа дейтронами; в)  $\text{O}^{14}$ , полученного при облучении протонами газообразного азота.

9. Образец подистого натрия облучали быстрыми нейтронами для получения 105-дневного  $\text{Te}^{127m}$ . Предложите химический метод выделения теллура. Как надо изменить эту методику, если известно, что в подистом натрии присутствует примесь бромистого натрия?

10. 60-дюймовый циклотрон, с помощью которого можно получить дейтроны с энергией до  $20 \text{ Мэв}$  и ионы гелия с энергией до  $40 \text{ Мэв}$ , используют для получения следующих изотопов: а) 33-дневного  $\text{Rb}^{34}$  с высокой удельной активностью; желательнее, чтобы он содержал возможно меньше других изотопов рубидия; б)  $\text{Ce}^{139}$  без носителя; в) радиохимически чистого  $\text{As}^{77}$ ; г)  $\text{Ba}^{140}$ . Предложите метод получения каждого изотопа и обоснуйте выбор вещества мишени, природу бомбардирующих частиц и необходимую их энергию, метод химической обработки мишени после облучения.

11. Рассчитайте электродные потенциалы, соответствующие данным стадиям процессов при указанных концентрациях:



Будет ли изменение э. д. с. для случая (в) оставаться пропорциональным логарифму концентрации ионов ртути в растворе, если последняя становится бесконечно малой?

Ответ: а)  $-0,031 \text{ в}$ .

12. а) Докажите, что уравнение (6) справедливо даже в том случае, если один из определяемых  $\gamma$ -квантов испускается не во всех 100% актов распада. б) Выведите соотношение, аналогичное уравнению (6), для случая испускания трех  $\gamma$ -квантов в каскаде.

13. Требуется произвести калибровку пропорционального торцового счетчика для определения активности  $\text{Sc}^{46}$ , входящего в состав  $\text{Sc}_2(\text{C}_2\text{O}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Образцы представляют собой осадки различной толщины, но одинаковой площади, равной  $2 \text{ см}^2$ .

Образцы для калибровки были приготовлены путем добавления различных количеств скандиевого носителя к aliquотным порциям раствора  $\text{Sc}^{46}$  высокой удельной активности, последующего осаждения, фильтрования, высушивания оксалата и приготовления образца для измерения активности. Был приготовлен также «невесомый» образец  $\text{Sc}^{46}$ , нанесенный на тонкую пленку. С помощью пропорционального  $4\pi$ -счетчика было показано, что скорость распада этого образца составляет  $63\ 800 \text{ распадов/мин}$ . После этого определения «невесомый» образец, использованный для измерения абсолютной активности («0»), поместили на алюминиевую подложку, так же как и образцы оксалата. Относительное содержание  $\text{Sc}^{46}$  во всех образцах было определено с помощью сцинтилляционного счетчика с кристаллом  $\text{NaI}$ . Общее содержание скандия в образцах оксалата определено химическим анализом после завершения измерений активности. Используя приведенные ниже данные, полученные при этом исследовании, постройте зависимость эффективности торцового счетчика от толщины образца в  $\text{мг/см}^2$ . Все скорости счета уже исправлены на изменение активности образца за счет радиоактивного распада в ходе измерений, фон вычтен.

№ образца	Содержание Sc, мг	Скорость счета на $\gamma$ -счетчике, имп/мин	Скорость счета на торцовом счетчике, имп/мин
«0»	—	8140	—
1	0,42	6870	3257
2	0,91	7240	3415
3	1,38	7510	3530
4	1,90	7680	3558
5	2,95	7960	3560
6	3,84	7875	3295
7	4,77	7690	2982
8	5,86	7820	2645
9	7,72	7750	2110
10	9,81	7910	1705

Ответ: для образца № 10 эффективность равна 0,0275.

14. Радиоактивный изотоп, соответствующий по химическим свойствам технецию ( $Z = 43$ ), образуется при облучении молибдена дейтронами с энергией  $12 \text{ Мэв}$ , при облучении рутения дейтронами той же энергии и не возникает при облучении рутения быстрыми (с энергией до  $15 \text{ Мэв}$ ) нейтронами. Какому изотопу технеция следует приписать эту активность? Каков вероятный путь радиоактивного распада этого изотопа?

15. Элемент  $Z$  имеет единственный стабильный изотоп массы  $A$ . При облучении этого элемента дейтронами с энергией  $28 \text{ Мэв}$  обнаружены следующие радиоактивные изотопы, химически идентичные элементу  $Z + 1$ : 1) изотоп, испускающий позитроны с периодом полураспада  $3 \text{ час}$  с умеренной интенсивностью; 2) изотоп, испускающий главным образом  $\gamma$ - и  $X$ -лучи с периодом полураспада  $2,6 \text{ дня}$  с большой интенсивностью; 3) изотоп, испускающий позитроны с периодом полураспада  $30 \text{ мин}$  с малой интенсивностью; 4) изотоп, который не образуется при понижении энергии дейтронов до  $20 \text{ Мэв}$ .

Измерения критического поглощения показали, что характеристическое рентгеновское излучение с периодом полуслабления  $2,6 \text{ дня}$  соответствует элементу  $Z$ . Как было установлено, при распаде изотопа с периодом полураспада  $2,6 \text{ дня}$  накапливался изотоп элемента  $Z$  с  $t_{1/2} = 11 \text{ дней}$ , в то время как при распаде  $3$ -часового излучателя образуется изотоп с  $t_{1/2} = 50 \text{ мин}$ , испускающий рентгеновское излучение и химически идентичный элементу  $Z$ . Рентгеновские лучи последнего изотопа характерны для элемента  $Z$ .

Нейтроны, обладающие энергией в  $1 \text{ Мэв}$ , вызывают появление в мишени из элемента  $Z$   $50$ -минутного излучателя рентгеновских лучей и, кроме того,  $\beta^-$ -активного  $14$ -часового изотопа, обнаруженного также в образцах элемента  $Z$ , облученных дейтронами. Нейтроны с энергией  $15 \text{ Мэв}$  образуют также  $11$ -дневный изотоп элемента  $Z$ .

Определите массовые числа различных радиоактивных изотопов элементов  $Z$  и  $Z + 1$  и укажите наиболее вероятные типы радиоактивного распада для каждого из них. Стабильные изотопы элемента  $Z + 1$  имеют массовые числа  $A + 1$ ,  $A + 2$  и  $A + 3$ , а элемента  $Z + 1 - A - 3$ ,  $A - 2$  и  $A - 1$ .

16. Излучения радиоактивного изотопа исследуются с помощью  $\beta$ -спектрометра.  $\beta$ -Спектр распадается на две компоненты с максимальными энергиями  $0,61 \pm 0,01 \text{ Мэв}$  и  $1,438 \pm 0,007 \text{ Мэв}$ . Интенсивность компоненты с более высокой энергией примерно вчетверо выше, чем интенсивность более мягкой компоненты.  $\gamma$ -Лучи, направленные на тонкий серебряный радиатор, расположенный в спектрометре в положении исследуемого образца, вызывают появление фотоэлектронов пяти следующих энергий:

Энергия, Мэв	Интенсивность
$0,216 \pm 0,002$	Большая
$0,237 \pm 0,002$	Малая
$0,801 \pm 0,003$	Малая
$0,823 \pm 0,003$	Очень малая
$1,046 \pm 0,005$	Очень малая

Энергии связи  $K$ - и  $L$ -электронов серебра составляют соответственно  $25$  и  $4 \text{ кэв}$ . Нарисуйте возможную схему распада исследуемого радиоактивного изотопа.

17. Изотоп  $Z^A$  распадается с испусканием  $\beta$ -частиц, переходя преимущественно в первое возбужденное состояние нуклида  $(Z + 1)^A$ .  $\beta$ -Ветвь малой интенсивности с максимальной энергией  $0,9 \text{ Мэв}$  приводит непосредственно в основное состояние нуклида  $(Z + 1)^A$ . Изотоп  $(Z + 2)^A$ , распадаясь полностью путем захвата электрона с  $K$ -оболочки, переходит в первое возбужденное состояние изотопа  $(Z + 1)^A$ . Образцы двух радиоактивных нуклидов исследуют методом совпадений с помощью сцинтилляционных счетчиков с кристаллами антрацена ( $C_1$ ) и  $\text{NaI}$  ( $C_2$ ). Образцы помещают в определенном положении между двумя счетчиками и при всех измерениях вводят между образцом и детектором ( $C_2$ ) медную пластину толщиной  $0,5 \text{ г/см}^2$  для поглощения  $\beta$ -частиц, испускаемых изотопом  $Z^A$ , и характеристических рентгеновских лучей  $K$ -оболочки изотопа  $(Z + 1)$ . Получены следующие результаты:

Образец	Задержка между $C_1$ и $C_2$	Наличие поглотителя ( $0,5 \text{ г/см}^2$ ) между $C_1$ и образцом	Скорость счета, имп/мин		
			$C_1$	$C_2$	совпадения
$Z^A$	0	Нет	188 600	125 100	2928
$Z^A$	2 мксек	Нет	188 300	125 600	237
$Z^A$	0	Да	2 753	125 800	3.5
$(Z+2)^A$	0	Нет	40 930	55 340	655
$(Z+2)^A$	2 мксек	Нет	41 070	55 090	23
$(Z+2)^A$	0	Да	1 216	55 510	0.7

а) Какова скорость распада образца изотопа  $(Z+2)^A$ ? б) Какая доля распадов изотопа  $Z^A$  приводит непосредственно к образованию основного состояния  $(Z+1)^A$ ? в) Какова скорость распада образца  $Z^A$ ? г) Каково разрешающее время использованной схемы совпадений? д) Каков выход флуоресценции для  $K$ -оболочки изотопа  $(Z+1)^A$ , если эффективность счета (в счетчике  $C_1$ )  $\beta$ -частиц, испускаемых изотопом  $Z^A$ , и характеристических рентгеновских лучей  $K$ -оболочки изотопа  $(Z+1)^A$  одинакова? Принять, что обе группы  $\beta$ -частиц изотопа  $Z^A$  регистрируются в счетчике  $C_1$  с одинаковой эффективностью. Распадом радиоактивных изотопов в ходе измерений можно пренебречь.

Ответы: б) 0,09; в)  $8,66 \cdot 10^6$  1/мин; г) 0,3 мксек.

18. При исследовании схемы распада 2,3-минутного изотопа  $Ag^{108}$  с помощью спектрометра с антраценовым сцинтиллятором было установлено, что граничная энергия  $\beta$ -спектра равна  $1,77 \pm 0,06 \text{ Мэв}$  и форма спектра в пределах точности опытов является обычной разрешенной. Измерения с помощью пропорционального счетчика и амплитудного анализатора показали, что при распаде  $Ag^{108}$  испускается рентгеновское излучение, характерное для  $K$ -оболочки палладия; отношение числа этих квантов к числу испускаемых  $\beta$ -частиц составляет  $0,013 \pm 0,001$ . В  $\gamma$ -спектре, исследованном с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом  $NaI$ , были обнаружены слабые пики с энергиями 435, 510 и 616 кэв с относительными интенсивностями 1,0; 0,27 и 0,27 соответственно. В опытах по исследованию  $\beta - \gamma$ -совпадений было показано, что  $\gamma$ -квант с энергией 616 кэв совпадает по времени с  $\beta$ -излучением; эти совпадения, однако, исчезают, если между образцом и счетчиком  $\beta$ -частиц поместить алюминиевый поглотитель толщиной  $480 \text{ мг/см}^2$ .  $\gamma, \gamma$ -Совпадения были обнаружены для квантов с энергиями 435 и 602 кэв и двух квантов с энергиями 510 кэв, но в последнем случае только при условии, что счетчики располагались на одной прямой с образцом. В спектре  $\gamma$ -лучей, совпадающих с рентгеновским излучением, содержатся пики с энергиями 435 и 602 кэв при относительной интенсивности 1,0 : 0,79. Пик с энергией 602 кэв, обнаруживаемый в этих спектрах совпадений, располагался при несомненно более низкой энергии, чем пик с энергией 616 кэв в «одиночных» спектрах. Дополнительные эксперименты показали, что 85% всех переходов, в которых происходит захват электрона, приводят к образованию основного состояния  $Pd^{108}$ . Сделайте как можно больше заключений о схеме распада  $Ag^{108}$  и об интенсивности различных  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов, а также о величинах  $lg ft$ . Обсудите возможные значения спинов и четностей.

Большая часть сведений для этого упражнения взята из работы [41].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yaffe L., Preparation of Thin Films, Sources and Targets, Ann. Rev. Nucl. Sci., **12**, 153—188 (1962).
2. Dodson R. W., Graves A. C., Helmholtz L., Hufford D. F., Potter R. M., Povelites J. G., Preparation of Foils, Miscellaneous Physical and Chemical Techniques of the Los Alamos Project, National Nuclear Energy Series Div. V, Vol. 3, McGraw-Hill, New York, 1952.
3. Richards H. C., Charged-Particle Reactions, in Nuclear Spectroscopy (F. Ajzenberg-Selove, Editor), Part A, Academic, New York, 1960, pp. 99—138.

4. Chamberlain O., Determination of Flux of Charged Particles, *in* Methods of Experimental Physics, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. L. Yuan and C. S. Wu, Editors), New York, 1963, pp. 485—507.
5. Cumming J. B., Monitor Reactions for High-Energy Proton Beams, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13, 261—286 (1963).
6. Kusaka Y., Meinke W. W., Rapid Radiochemical Separations, National Academy of Sciences — National Research Council, Nuclear Science, Series NAS-NS 3104 (1961).
7. Subcommittee on Radiochemistry, National Academy of Sciences — National Research Council, Monographs the Radiochemistry of Elements, NAS-NS 3001—3058.
8. Morgan K. Z., Techniques of Personnel Monitoring and Radiation Surveying, *in* Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell, Editor), Wiley, New York, 1962.
9. Braestrup C. B., Wyckoff H. O., Radiation Protection, Charles C. Thomas, Springfield, Illinois, 1958.
10. Faires R. A., Parks B. H., Radioisotope Laboratory Techniques, George Newnes, London, 1958.
11. Garden N. B., Nielsen E., Equipment for High Level Radiochemical Processes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 7, 47—62 (1957).
12. «Hot Labs — A Special Report», *Nucleonics*, 12, № 11, 35—100 (November 1954).
13. U. S. Bureau of Standards, Handbook 42, «Safe Handling of Radioactive Isotopes». Available from Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, Washington 25, D. C.
14. Хан О., Прикладная радиохимия, Госхимиздат, 1947.
15. Garrison W. M., Hamilton J. G., Production and Isolation of Carrier-Free Radioisotopes, *Chem. Revs.*, 49, 237—72 (1951).
16. Gruverman I. J., Kruger P., Cyclotron-Produced Carrier-Free Radioisotopes. Thick-Target Yield Data and Carrier-Free Separation Procedures, *Intern. J. Appl. Radiation & Isotopes*, 5, 21—31 (1959).
17. Самуэльсон О., Применение ионного обмена в аналитической химии, ИЛ, М., 1955.
18. Salmon J. E., Hale D. K., Ion Exchange: A Laboratory Manual, Butterworth's, London, 1959.
19. Kraus K. A., Nelson F., Radiochemical Separations by Ion Exchange, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 7, 31—46 (1957).
20. Kunin R., Ion Exchange Resins. 2nd ed., Wiley, New York, 1958.
21. Kunin R., Elements of Ion Exchange, Reinhold, New York, 1960.
22. Кац Дж., Спборг Г., Химия актинидных элементов, М., 1960.
23. Freiser H., Morrison G. H., Solvent Extraction in Radiochemical Separations, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 9, 221—44 (1959).
24. Poskanzer A. M., Foreman B. M., Jr., A Summary of TTA Extraction Coefficients, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 16, 323 (1961).
25. Nerwik W. E., Stevenson P. C., Self-Scattering and Self-Absorption of Betas by Moderately Thick Samples, *Nucleonics*, 10, № 3, 18 (March 1952).
26. Слэтис Х., Методы изготовления источников и окешек, в «Бета- и гамма-спектрометрия», под ред. К. Зигбана, Физматгиз, М., 1959.
27. Bell C. G., Hayes F. N. (Editors), Liquid Scintillation Counting, Pergamon, London, 1958.
28. Pate B. D., Yaffe L., Disintegration-Rate Determination by  $4\pi$ -Counting, *Can. J. Chem.*, 33, 610, 929, 1656 (1955); 34, 265 (1965).
29. Champion P. J., The Standardisation of Radioisotopes by The Beta-Gamma Coincidence Method Using High-Efficiency Detectors, *Intern. J. Appl. Radiation Isotopes*, 4, 232 (1959).
30. Steinberg E. P., Counting Methods for the Assay of Radioactive Samples, *in* Nuclear Instruments and Their Uses (A. H. Snell, Editor), Wiley, New York, 1962, pp. 306—359.
31. Johnson N. R., Eichler E., O'Kelley G. D., Nuclear Chemistry, Wiley, New York, 1963.

32. Applications of Computers to Nuclear and Radiochemistry, Proceedings of the Symposium, Gatlinburg, Tennessee, October 1962 (G.D.O'Kellev, Editor), Report NAS-NS 3107.
33. Brinkman G. A., Aten A. H., Veerboer J. Th., Absolute Standardisation with a NaI (TI) Crystal—I. Calibration by Means of a Single Nuclide, Intern. J. Appl. Radiation Isotopes, **14**, 153 (1963).
34. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T., Table of Isotopes, Rev. Mod. Phys., **30**, 585 (1958).
35. Nuclear Data Group, National Academy of Sciences — National Research Council, «Nuclear Data Sheets», Washington, D. C., 1958—1963.
36. Bohr A., Mottelson B. R., Collective Motion and Nuclear Spectra, in Nuclear Spectroscopy (F. Ajzenberg-Selove, Editor), Part B, Academic, New York, 1960, pp. 1009—1032.
37. Emery G. T., Kane W. R., McKewen M., Perlman M. L., Scharff-Goldhaber G., Studies of Decay Schemes in the Osmium-Iridium Region. III Decay of 15.8-Hour Ir<sup>186</sup>, Phys. Rev., **129**, 2597 (1963).
38. Hintenberger H., High-Sensitivity Mass Spectroscopy in Nuclear Studies, Ann. Rev. Nucl. Sci., **12**, 435—506 (1962).
39. Withnell R., Nucl., Inst. and Methods, **14**, 279 (1961).
- 40\*. Путман Дж. Л., Измерение активности, в «Бета- и гамма-спектроскопии», под ред. К. Зигбана, Москва, Физматгиз, 1959.
41. Perlman M. L., Bernstein W., Schwartz R. B., Phys. Rev., **92**, 1236 (1953).

## Ядерные процессы в химических исследованиях

Химические взаимодействия с окружающей ядро средой не влияют, как правило, на ядерные превращения. Однако в тех случаях, когда такое влияние существует, появляется возможность создания новых экспериментальных методов для исследования химического строения.

Использование с этой целью электронного захвата и внутренней конверсии представляется вполне очевидным, поскольку оба процесса связаны с орбитальными электронами. Исследование этих двух возможностей показало, что время жизни  $\text{Ve}^7$  относительно электронного захвата в молекуле  $\text{VeF}_2$  на 0,68% больше, чем в металлическом бериллии, а время жизни  $\text{Tc}^{99m}$  относительно внутренней конверсии (главным образом в  $M$ - и  $N$ -оболочках) в  $\text{Tc}_2\text{S}_7$  на 0,27% больше, чем в  $\text{KTcO}_4$ . Дальнейшему изучению влияния химического окружения на эти процессы препятствовали, однако, экспериментальные трудности, существенные даже для таких относительно удобных видов распада.

Более широко исследовались другие, хотя и более тонкие, но в то же время значительно легче наблюдаемые воздействия химической среды на ядерные процессы. Такого рода явления будут рассматриваться в этой главе главным образом с точки зрения предоставляемой ими химической информации. К этим явлениям относятся эффект Мёссбауэра, угловые корреляции каскадного излучения, аннигиляция позитронов и деполаризация мюонов.

### А. ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

Этот эффект представляет собой ядерное резонансное поглощение или рассеяние  $\gamma$ -квантов без отдачи [1] и является наиболее полно изученным ядерным процессом, специфически чувствительным к химическому окружению. Чтобы понять это явление, рассмотрим энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, испущенных ядром  ${}_Z\text{X}^A$  при переходе из возбужденного состояния в основное, причем энергия перехода равна  $E_r$ . Энергия излученных  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  отличается от  $E_r$  по трем причинам:

1. Излучающее ядро должно испытывать отдачу с импульсом, равным и противоположным импульсу испущенного фотона; соответствующая энергия отдачи ядра отбирается от  $E_r$ . Как было показано в разделе Д гл. VII, энергия отдачи определяется формулой

$$R(\text{эв}) = \frac{0,37 E_\gamma^2}{M}, \quad (1)$$

в которой  $M$  — масса атома нуклида-излучателя, а  $E_\gamma$  выражена в  $Mэв$ . В интересующих нас переходах эффект отдачи будет уменьшать энергию фотонов на величину от  $10^{-2}$  до  $10^2 эв$ .

2. Излучающее ядро является частью какой-то химической системы и находится в тепловом равновесии с нею. Из-за теплового движения  $\gamma$ -кванты испускаются движущимся источником, вследствие чего происходит доплеровское смещение частоты излученного фотона и возникает соответствующий сдвиг энергии:

$$D = \frac{v}{c} E_\gamma \cos \vartheta, \tag{2}$$

где  $v$  и  $c$  — соответственно скорости ядра и света, а  $\vartheta$  — угол между направлениями движения излучающего ядра и испущенного  $\gamma$ -кванта. Поскольку  $\cos \vartheta$  меняется в пределах от  $-1$  до  $+1$ , доплеровский сдвиг может как увеличить, так и уменьшить энергию излученного кванта и приводит, следовательно, к возникновению спектра фотонов, распределенного вокруг величины  $E_\gamma - R$ . При комнатной температуре ширина такого распределения составляет около  $0,1 эв$ . Следует четко представлять, что при наличии доплеровского уширения сохранение энергии означает, что либо часть энергии химической системы передается  $\gamma$ -кванту, либо еще какая-то часть энергии  $E_\gamma$  сверх энергии отдачи (см. пункт 1) идет на возбуждение химической системы.

3. В силу принципа неопределенности Гейзенберга излученные кванты должны обладать распределением по энергии (из-за конечного периода полураспада возбужденного состояния  $t_{1/2}$ ) даже при отсутствии доплеровского уширения. Ширина такого распределения составляет величину

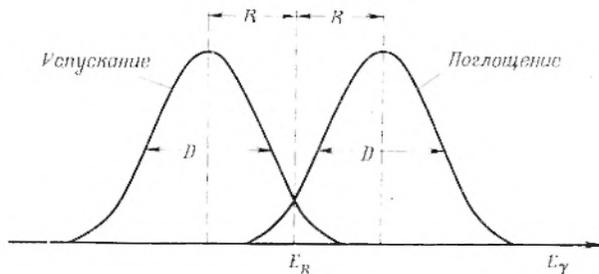
$$\Gamma(эв) = \frac{4,55 \cdot 10^{-16}}{t_{1/2}(\text{сек})}. \tag{3}$$

(Константа в числителе этой формулы есть произведение  $\ln 2$  на  $\hbar$ , выраженная в  $эв \cdot \text{сек}$ .) Можно отметить, что определяемая формулой (3) естественная ширина будет превышать доплеровское уширение при комнатной температуре лишь в том случае, когда время жизни возбужденного состояния меньше  $10^{-15} \text{ сек}$ . Это может соответствовать, например, нормальному  $E2$ -переходу с энергией выше  $7 Mэв$  (ср. гл. VIII, табл. 17).

Упомянутые выше три эффекта действуют также и при обратном процессе — резонансном поглощении\*, когда ядро  ${}_Z X^A$ , поглощая фотон, переходит из основного в возбужденное состояние  $E_\gamma$ . Из-за отдачи резонансная энергия падающего фотона должна быть при таком поглощении больше  $E_\gamma$  на величину  $R$ ; доплеровское уширение и естественная ширина линии приводят и в этом случае к появлению распределения вокруг значения  $E_\gamma + R$ . На рис. 103 дается пример спектров излучения и поглощения, причем доплеровская ширина линии предполагается превышающей естественную ширину. Как видно из этого примера, эффект отдачи препятствует резонансному поглощению ядром  ${}_Z X^A$ , находящимся в основном состоянии,  $\gamma$ -кванта, испущенного аналогичным ядром  ${}_Z X^A$  при прямом переходе из возбужденного состояния в основное.

\* Обратный процесс можно исследовать экспериментально, наблюдая изменение интенсивности проходящего пучка, либо регистрируя рассеиваемые под некоторым углом к первичному пучку фотоны; во втором случае изучается резонансное рассеяние.

Однако поглощение подавляется не полностью благодаря небольшому перекрытию линий, связанному с доплеровским уширением. Исследуя температурную зависимость такого перекрытия, Мёсбауэр обнаружил [2], что при некоторых условиях определенная доля излученных твердым источником  $\gamma$ -квантов не испытывает ни заметных потерь на отдачу, ни доплеровского уширения; энергия этих фотонов остается равной  $E_r$ , а ширина линии близка к естественной.



Р и с. 103. Влияние отдачи  $R$  и доплеровского уширения  $D$  на спектры испускания и резонансного поглощения  $\gamma$ -лучей.

Объяснение этого выдающегося результата связано с силами, действующими на излучающее ядро в химической системе. Если связь достаточно сильна, как, например, в кристаллической системе, то импульс отдачи может восприниматься непосредственно всей системой в целом; при этом величина  $M$  в формуле (1) стремится к бесконечности, вследствие чего энергия отдачи  $R$  становится исчезающе малой. Другими словами, жесткость кристалла делает возможным переход без возбуждения каких-либо колебаний в нем. Но существу, по той же причине может подавляться и доплеровское уширение, поскольку изменение энергии квантов и здесь происходит за счет колебательной энергии кристалла\*. Грубой мерой использованного здесь качественного определения жесткости кристалла может служить дебаевская температура  $\theta$ , ибо она пропорциональна максимальной основной частоте колебаний в решетке, зависящей в свою очередь от величины сил, возвращающих атомы в равновесное состояние при их колебаниях в решетке. Пользуясь дебаевской температурой, можно записать условие перехода без отдачи в виде

$$R < k\theta, \quad (4)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. С уменьшением температуры доля  $\gamma$ -переходов, происходящих без потери энергии на отдачу, достигает постоянного значения, зависящего от соотношения величин, входящих в формулу (4). В отсутствие доплеровского уширения и потерь на отдачу ядра спектры излучения и поглощения должны полностью перекрываться, характеризуясь при этом естественной шириной  $\Gamma$ ; оба пика распределений соответствуют величине  $E_r$ . Записанное в виде формулы условие требует, чтобы энергия  $E$  была меньше примерно 100 *кэв* (поскольку значение  $\theta$  заключено, как правило, между  $\sim 100^\circ \text{K}$  и  $\sim 1000^\circ \text{K}$ ); это обстоятельство предполагает в свою очередь времена жизни, большие  $10^{-11}$  *сек*, т. е. естествен-

\* Обзор теоретических и экспериментальных методов можно найти в работах [1] и [3]. [Можно порекомендовать также ряд обзорных статей и книг, вышедших в свет позднее работ, называемых в основном списке литературы к гл. XIII. Эти источники приводятся под номерами [18—22]. — *Прим. ред.*]

ные ширины меньше  $10^{-5}$  эв. При энергии распада 100 кэв доплеровский сдвиг в  $10^{-5}$  эв — равный, таким образом, ширине линии — создается при скорости движения, равной всего лишь 3 см/сек [формула (2)]. Следовательно, при относительной скорости движения источника и поглотителя (для которых наблюдается эффект Мёссбауэра), достигающей всего лишь нескольких см/сек, резонансное поглощение исчезнет; сравнительно легко могут быть измерены относительные сдвиги энергии порядка  $10^{-10}$ . Чувствительность метода вполне достаточна для регистрации увеличения энергии фотона, пролетевшего в гравитационном поле Земли расстояние менее 30 м.

Из сказанного вовсе не следует, как это могло бы показаться на первый взгляд, что все проявления характерных взаимодействий ядра с его окружением должны исчезнуть, ибо теперь мы имеем дело с линией излучения, энергия и ширина которой определяются характеристиками состояний ядра. На самом же деле именно в этом случае и только при отсутствии отдачи и доплеровского уширения такие характерные взаимодействия могут быть зарегистрированы. Существует три вида подобных взаимодействий, и все они вызывают одно и то же — приводят к малым сдвигам энергии  $E_\gamma$  (порядка  $10^{-6}$  эв), не влияя на ширину уровня, вследствие чего легко могут быть разделены.

1. *Изомерный, или химический, сдвиг.* Объемы ядра в возбужденном и в основном состояниях, вообще говоря, различаются; поэтому для этих двух состояний будут различны и вероятности обнаружения орбитальных электронов «внутри ядра», т. е. в области расположения ядра. Это различие проявляется в разнице полных энергий связи электронов с ядрами в рассматриваемых двух состояниях и обуславливает изменение энергии перехода

$$E_\gamma = \Delta E_{\text{яд}} + \Delta E_{\text{эл}} \quad (5)$$

за счет слагаемого  $\Delta E_{\text{эл}}$ ; здесь  $\Delta E_{\text{яд}}$  означает разность энергий двух состояний ядра, а  $\Delta E_{\text{эл}}$  — изменение энергии связи атомных электронов при  $\gamma$ -переходе. Если излучающее ядро ( ${}_Z X^A$  в возбужденном состоянии) и поглощающее ядро ( ${}_Z X^A$  в основном состоянии) находятся в различных химических соединениях, то распределения электронов в пространстве будут для них неодинаковы, что приведет к различию  $\Delta E_{\text{эл}}$ , а следовательно, и  $E_\gamma$ . Такое изменение  $E_\gamma$  называется химическим сдвигом. С достаточной точностью

$$\Delta E_{\text{эл}} = \frac{2}{3} \pi Z e^2 (\bar{r}_{\text{возб}}^3 - \bar{r}_{\text{осн}}^3) [|\psi_e(0)|^2 - |\psi_a(0)|^2], \quad (6)$$

где  $\bar{r}_{\text{возб}}^2$  и  $\bar{r}_{\text{осн}}^2$  — среднеквадратичные радиусы ядра в возбужденном и основном состояниях, а  $|\psi_e(0)|^2$  и  $|\psi_a(0)|^2$  — электронные плотности в области расположения ядра в излучателе и поглотителе соответственно.

Дополнительный вклад в химический сдвиг — обычно существенно меньший, чем только что рассмотренный, — создается изменением массы покоя ядра в процессе излучения, что в свою очередь приводит к изменению энергии нулевых колебаний\*.

2. *Магнитное сверхтонкое расщепление.* Если излучающее или поглощающее ядро обладает спином  $\geq 1/2$ , то у него будет также и магнитный момент; поэтому при наличии магнитного поля энергия ядра будет зависеть

\* Этот сдвиг называется обычно температурным; он наблюдается и при идепичности химических состояний излучателя и поглотителя, если их температуры различаются. — Прим. ред.

от его ориентации относительно поля, и в формулу (5) следует ввести добавочный член:

$$E_r = \Delta E_{\text{яд}} \pm \Delta E_{\text{эл}} \pm \Delta E_{\text{магн}}, \quad (7)$$

где  $\Delta E_{\text{магн}}$  означает изменение магнитной энергии ядра при переходе; оно определяется изменением магнитного момента и проекции спина на направление поля, а также напряженностью магнитного поля в точке, где находится ядро. Поскольку проекция спина  $I$  на направление поля принимает, как известно,  $(2I + 1)$  значений, то влияние  $\Delta E_{\text{магн}}$  вызывает не просто сдвиг  $E_r$ , но также и его расщепление на несколько компонент\*. Такое расщепление соответствует доплеровским сдвигам, созданным относительноными скоростями порядка *см/сек*.

3. *Квадрупольное сверхтонкое расщепление.* Если излучающее или поглощающее ядро имеет спин  $I \geq 1$  и находится в неоднородном электрическом поле ( $d^2V/dZ^2 \neq 0$ , где  $V$  — электрический потенциал в области

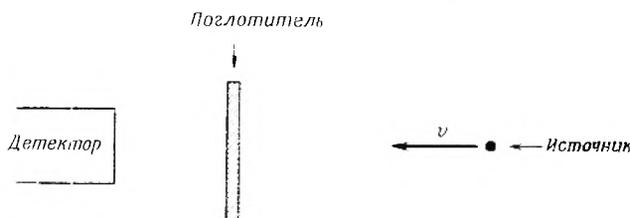


Рис. 104. Схематическое изображение аппаратуры для наблюдения эффекта Мёсбауэра. Источник движется со скоростью  $v$  относительно поглотителя.

ядра, а  $Z$  — ось симметрии поля), то, как и в случае магнитного взаимодействия,  $E_r$  может расщепиться на несколько компонент, ибо взаимодействии ядерного квадрупольного момента с неоднородным электрическим полем приводит к зависимости энергии ядра от его ориентации:

$$E_r = \Delta E_{\text{яд}} \pm \Delta E_{\text{эл}} \pm \Delta E_{\text{магн}} \pm \Delta E_{\text{квадр}}. \quad (8)$$

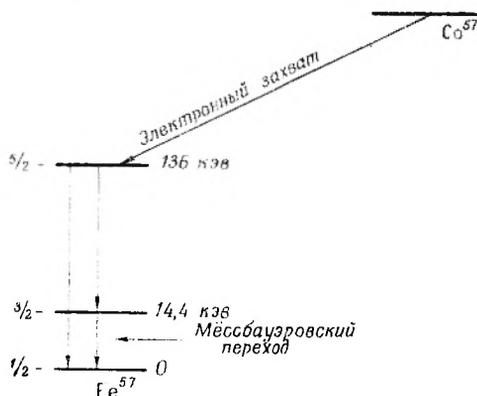
И в этом случае величина расщепления соответствует доплеровским скоростям около *см/сек*.

Экспериментальное наблюдение такого рода взаимодействий можно выполнить с помощью несложного опыта, схематически представленного на рис. 104. Излучатель содержит ядра  ${}_Z X^A$  в возбужденном состоянии, а поглотитель — те же ядра, но в основном состоянии. Тогда регистрируемая детектором интенсивность пучка  $\gamma$ -квантов оказывается функцией относительной скорости движения излучателя и поглотителя. Для уменьшения вклада нерезонансного излучения источника и фоновых  $\gamma$ -квантов выходной импульс с детектора обычно подается на вход многоканального амплитудного анализатора. Эксперимент усложняется, если излучатель и поглотитель необходимо охлаждать до очень низких температур или когда даже малейшие колебания их относительной скорости нежелательны (поскольку линии очень узки). Экспериментальные результаты гораздо проще интерпретируются, если ядра-излучатели внедрены в матрицу,

\* Магнитное и квадрупольное расщепления сами по себе (т. е. в отсутствие химического и температурного сдвигов) не приводят к сдвигу центра расщепленной структуры спектра относительно положения «вырожденной» спиглетной линии; такой сдвиг — в одну и другую стороны от этого положения — имеет место только для отдельных компонент расщепления. — *Прим. ред.*

в которой нет магнитного или квадрупольного расщепления и, таким образом, излучается всего одна линия; наблюдаемое расщепление происходит, следовательно, при поглощении.

*Приложения метода.* Хорошим примером может служить изучение мёссбауэровского перехода  $14,4 \text{ кэв}$  в основное состояние  $\text{Fe}^{57}$ . Соответствующая информация об этом ядерном переходе дается на рис. 105. Излучатель готовится посредством диффузии  $\text{Co}^{57}$  в нержавеющей стали, в которой отсутствуют электрические и магнитные поля, способные расщепить состояния  $\left(\frac{3}{2} - \text{и } \frac{1}{2} - \right) \text{Fe}^{57}$ , образующегося из  $\text{Co}^{57}$  при электронном захвате. Наличие ядер  $\text{Fe}^{57}$  в поглотителе позволяет исследовать

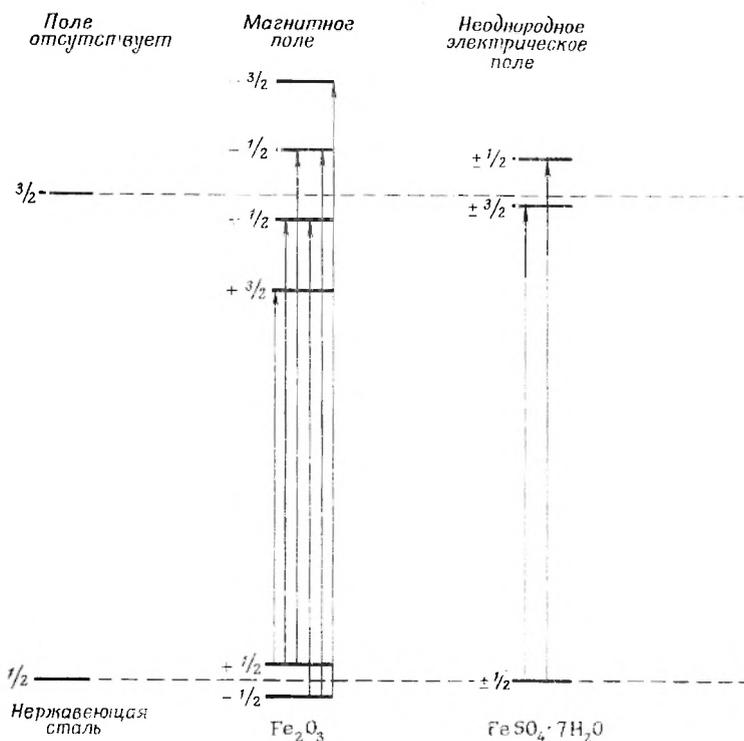


Р и с. 105. Схема распада  $\text{Co}^{57}$ , на которой показан мёссбауэровский переход с уровня  $14,4 \text{ кэв}$  в  $\text{Fe}^{57}$ .

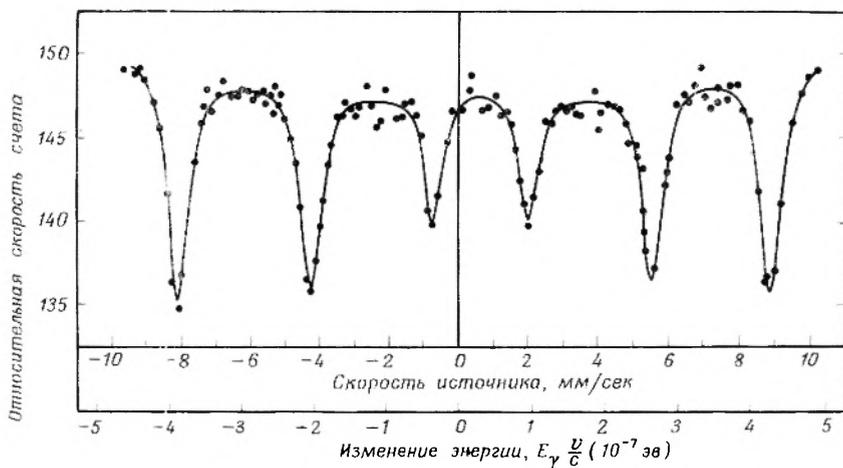
там локальные электрические и магнитные поля по наблюдаемым расщеплениям спектров. На рис. 106 схематически представлено влияние магнитного и неоднородного электрического полей на основное состояние  $\left(\frac{1}{2} - \right)$  и первое возбужденное состояние  $\left(\frac{3}{2} - \right) \text{Fe}^{57}$ . Важно отметить, что энергия возбуждения центра тяжести четырех уровней, на которые магнитное поле расщепляет состояние  $\frac{3}{2} -$  в  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , и двух уровней в неоднородном электрическом поле в  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ , не совпадает с энергией возбуждения нерасщепленного  $\left(\frac{3}{2} - \right)$ -состояния в нержавеющей стали — это и есть пример химического сдвига.

На рис. 107 представлены результаты опытов [5], выполненных с поглотителем из  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Помимо ожидаемых при магнитном расщеплении шести линий наблюдается также и отсутствие симметрии относительно нулевой скорости, обусловленное химическим сдвигом. Анализ этого спектра показал, что расщепление составляет  $2,9 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$  для  $\left(\frac{1}{2} - \right)$ - и  $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$  для  $\left(\frac{3}{2} - \right)$ -состояния. Магнитные моменты этих двух состояний известны, что позволяет вычислить магнитное поле\* вблизи ядра  $\text{Fe}$  в молекуле  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ;

\* Для вычисления этого поля достаточно знать магнитный момент хотя бы одного из двух состояний  $\text{Fe}^{57}$ ; магнитный момент другого состояния может быть непосредственно определен из данных опыта, подобно представленным на рис. 107.—  
*Прим. ред.*



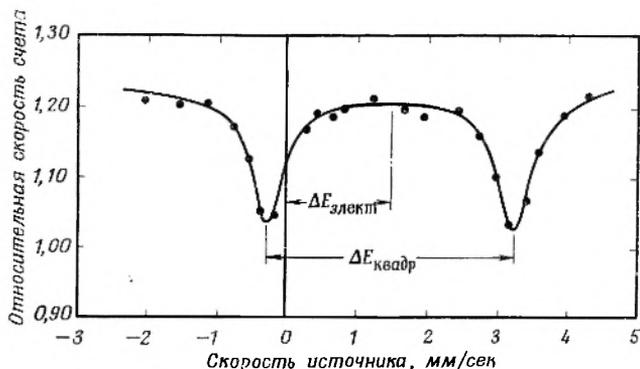
Р и с. 106. Расщепление основного ( $I = 1/2$ ) и первого возбужденного ( $I = 3/2$ ) состояний ядра  $Fe^{57}$  в магнитном поле ( $Fe_2O_3$ ) и неоднородном электрическом поле ( $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ ). Линии между энергетическими уровнями представляют разрешенные переходы для поглощения  $\gamma$ -лучей: каждый уровень характеризуется компонентой спина вдоль оси симметрии поля. Масштаб интервалов между энергетическими уровнями не соблюден.



Р и с. 107. Поглощение в  $Fe^{57}$  (связанном в  $Fe_2O_3$ )  $\gamma$ -квантов с энергией  $14,4$  кэв, излучаемых при распаде  $Fe^{57m}$  (связанного в нержавеющей стали), в зависимости от относительной скорости системы источник — поглотитель. Положительная скорость означает движение источника к поглотителю [5].

оно создается магнитными моментами неспаренных электронов в ионах  $Fe^{3+}$  и равно  $5,2 \cdot 10^5$  эрстед.

На рис. 108 можно видеть полученный в опытах с поглотителем ( $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ ) спектр с двумя линиями, обусловленными квадрупольными



Р и с. 108. Мёссбауэровский спектр иона  $Fe^{2+}$  в поглотителе из  $FeSO_4 \cdot 7H_2O$  при температуре жидкого азота; спектр измерен с источником из нержавеющей стали при комнатной температуре. Этот пример демонстрирует химический сдвиг  $\Delta E_{\text{эл}}$  и электрическое квадрупольное расщепление  $\Delta E_{\text{квдр}}$  возбужденного состояния ядра  $Fe^{57}$ . Скорость положительна, когда источник приближается к поглотителю [4].

взаимодействиями: расщепление является следствием влияния неоднородного электрического поля, созданного  $3d$ -электроном в ионе  $Fe^{2+}$  [4]; остальные пять электронов дают сферически симметричное электрическое поле в окрестности ядра. И на этот раз химический сдвиг приводит к асимметрии спектра относительно нулевой скорости.

Эффект Мёссбауэра может служить, таким образом, чувствительным инструментом для исследования волновых функций атомов, магнитных и электрических полей вблизи атомных ядер, входящих в состав твердого тела. Он может также обеспечить получение информации о химических последствиях любого ядерного процесса, непосредственно предшествующего излучению  $\gamma$ -кванта без отдачи. Так, например, было обнаружено, что электронный захват в  $Co^{57}$ , содержащемся в ацетилацетонате  $Co(III)$ ,

Таблица 24

**Изотопы, используемые в качестве поглотителей в опытах по эффекту Мёссбауэра**

$Fe^{57}$	$Cs^{133}$	$Y^{170}, 171, 172, 173, 174$
$Ni^{61}$	$La^{139}$	$Lu^{175}$
$Zn^{67}$	$Nd^{145}$	$Hf^{176}, 177, 178, 180$
$Kr^{83}$	$Sm^{152}$	$Ta^{181}$
$Ru^{99}, 101$	$Eu^{151}, 153$	$W^{180}, 182, 183, 184, 186$
$Ag^{107}, 109$	$Gd^{154}, 155, 156, 160$	$Re^{185}, 187$
$Sn^{117}, 119$	$Tb^{159}$	$Os^{186}, 188, 190, 192$
$Sb^{123}$	$Dy^{160}, 161, 162, 163, 164$	$Ir^{191}, 193$
$Te^{123}, 125$	$Ho^{165}$	$Pt^{195}$
$I^{127}$	$Er^{164}, 166, 168$	$Au^{197}$
$Xe^{129}, 131$	$Tm^{169}$	$Hg^{199}, 201$

приводит к образованию Fe(III) с вероятностью примерно вдвое большей, чем Fe(II), и что более высокие окислительные состояния, образование которых ожидается вследствие эффекта Оже, должны восстанавливаться за время, меньшее  $10^{-7}$  сек [6].

В табл. 24 перечисляются ядра, для которых эффект Мёссбауэра либо уже наблюдался, либо должен иметь место. Наиболее вероятными мёссбауэровскими излучателями являются ядра с долгоживущими возбужденными состояниями ( $t_{1/2} > 10^{-11}$  сек), излучающие  $\gamma$ -кванты малых энергий\*.

## Б. АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ

Опыт показывает, что характеристики аннигиляционного излучения позитронов (этот процесс был описан в гл. II) зависят от химического состава среды, в которой происходят акты аннигиляции [7, 8]\*\*. В частности, такие величины, как среднее время жизни позитрона, а также доля аннигиляций с излучением трех фотонов вместо двух, связаны друг с другом и, как будет видно далее, могут в значительной мере изменяться. Для понимания природы подобных эффектов необходимо хорошо уяснить себе механизм процесса аннигиляции.

**Общая картина.** Первым существенным обстоятельством является то, что почти всегда аннигиляция происходит после того, как позитроны замедляются до тепловых энергий. Доводом в пользу этого утверждения может служить, например, экспериментальное наблюдение продолжительности жизни позитронов в конденсированных средах, равной по меньшей мере  $1,5 \cdot 10^{-10}$  сек, в то время как вполне надежные расчеты дают для времени замедления позитрона до теплового равновесия величину не более  $5 \cdot 10^{-12}$  сек. Термализовавшиеся позитроны сталкиваются затем при тепловом движении с электронами, имея какую-то вероятность аннигилировать при каждом таком соударении.

Вероятность аннигиляции зависит от относительной ориентации спинов позитрона и электрона: аннигиляция в синглетном состоянии (спины антипараллельны) примерно в 1100 раз более вероятна, чем в триплетном (спины параллельны). Поскольку, далее, каждый излучаемый фотон уносит момент количества движения, равный по меньшей мере  $1h$ , и имеет всего два возможных состояния поляризации, аннигиляция в синглетном состоянии дает два фотона, а в триплетном — три. Именно эта разница в числе фотонов и обуславливает большое различие вероятностей аннигиляции в синглетном и триплетном состояниях. Если взаимная ориентация спинов частиц при каждом соударении определяется законом случая, то триплетные состояния реализуются втрое чаще синглетных и отношение вероятности двухфотонных и трехфотонных аннигиляций составит  $1100/3 = 370$ .

Время жизни позитронов относительно аннигиляции зависит от электронной плотности в тормозящем веществе; для большинства металлов оно равно примерно  $1,5 \cdot 10^{-10}$  сек.

\* Список ядер, перечисленных в табл. 24, непрерывно пополняется — уже наблюдался, например, эффект Мёссбауэра для  $K^{40}$ ,  $Sb^{121}$ ,  $I^{129}$ ,  $Np^{237}$ . Возможности наблюдения эффекта существенно расширились благодаря тому, что его удалось реализовать при возбуждении соответствующих уровней после  $\alpha$ -распада радиационного захвата нейтронов в кулоновского возбуждения ядер. — *Прим. ред.*

\*\* См. также книги [23—25]. — *Прим. ред.*

**Позитроний.** При столкновении замедленного позитрона с электроном (до того, как произойдет аннигиляция) возможно также образование промежуточной связанной системы — атома позитрония ( $e^+e^-$ ). Позитроний, обозначаемый символом Ps, представляет собой легкий изотоп атомарного водорода с вдвое меньшей приведенной массой и, следовательно, вдвое меньшим ионизационным потенциалом (6,8 эв) и удвоенным боровским радиусом. Если бы после своего образования атомы позитрония не вступали ни в какие взаимодействия, то их число в триплетном состоянии оставалось бы втрое больше, чем в синглетном, и, таким образом, трехфотонные аннигиляции происходили бы втрое чаще двухфотонных. Поскольку, далее, собственное время жизни позитрония относительно аннигиляции в синглетном и триплетном состояниях составляет около  $10^{-10}$  и  $10^{-7}$  сек соответственно, то четверть всех актов аннигиляции происходила бы за время порядка  $10^{-10}$  сек, а три четверти — за  $10^{-7}$  сек; в случае же когда позитроний не образуется, долгоживущая компонента отсутствует и средняя продолжительность жизни составляет  $\sim 10^{-10}$  сек. Существование позитрония было доказано Дейчем [9] путем наблюдения долгопериодной компоненты аннигиляции позитронов (с помощью методики задержанных совпадений).

**Вероятность образования позитрония.** Не следует думать, что все позитроны аннигилируют в составе позитрония. В действительности образование позитрония возможно лишь в течение около 20% времени замедления; в остальное время позитроны аннигилируют в столкновениях как свободные частицы. Качественно этот факт можно понять, если учесть, что позитрон должен обладать по меньшей мере энергией  $V - 6,8$  эв, чтобы образовать позитроний с электроном молекулы, имеющей ионизационный потенциал  $V$ . Вместе с тем если его энергия существенно превышает эту минимальную величину (достигая, например,  $V$ ), то соударение с большой вероятностью приведет просто к ионизации молекулы без образования позитрония. Оценка верхнего предела вероятности образования позитрония дает величину  $6,8/V$ , поскольку после предшествующего столкновения позитрон может с равной вероятностью иметь любую энергию в интервале от 0 до  $V$ .

**Реакции позитрония.** Химическая информация о среде, в которой происходит аннигиляция, может быть получена путем анализа реакций с участием позитрония. Наблюдаемой в опытах величиной является скорость превращения долгоживущего триплетного позитрония в короткоживущий синглетный или же в свободные позитроны. Превосходный пример конверсии триплетного позитрония в синглетный демонстрирует оригинальная работа Дейча [9]. Он обнаружил, что очень незначительная добавка NO или NO<sub>2</sub> (но не N<sub>2</sub>O) к газу-замедлителю вызывала исчезновение компоненты с большим периодом полураспада. Очевидно, что электронный обмен между позитронием и молекулой с нечетным числом электронов может приводить к опрокидыванию спина; в то же время этот процесс затруднен при обмене электроном между позитронием и молекулой, имеющей четное число электронов, ибо при этом требуется образование триплетного состояния молекулы.

Изучению влияния замедляющей среды на процесс аннигиляции было посвящено много интересных работ. К их числу относятся опыты де Бенедетти с сотрудниками по исследованию скорости реакции окисления триплетного позитрония в водных растворах под действием различных окислителей [10]. Возникшие при этом свободные позитроны аннигилирова-

ли далее за время около  $5 \cdot 10^{-10}$  сек. Было установлено, например, что продолжительность жизни триплетного позитрония понижалась от  $\sim 1,8 \cdot 10^{-9}$  сек\* в чистой воде до  $0,7 \cdot 10^{-9}$  сек в  $0,125 M$  растворе  $HgCl_2$ . Наблюдавшаяся скорость реакции окисления оказалась пропорциональной концентрации окислителя, при заданной же концентрации она в общем возрастает с увеличением стандартного потенциала окислителя. Это справедливо также и в случае обычных реакций передачи электрона.

Изучение химических свойств атома позитрония находится лишь в начальной стадии. Простота позитрония стимулирует будущее его использование для химических исследований [22].

## В. УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ КАСКАДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В гл. VIII (стр. 266) отмечалось, что при последовательном излучении ядром двух частиц, как, например,  $\beta$ -частицы, сопровождаемой  $\gamma$ -квантом, или двух следующих друг за другом  $\gamma$ -квантов, угол между направлениями вылета обеих частиц в общем случае не является чисто случайной величиной. Отклонение от случайного распределения определяется коэффициентом анизотропии

$$A = \frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)} - 1;$$

в этом выражении  $W(\theta)$  означает приходящееся на единицу телесного угла число случаев, для которых угол между направлениями испущенных частиц равен  $\theta$ . Анизотропия наблюдается лишь в том случае, если промежуточное ядро сохраняет компоненту момента количества движения в направлении излучения первой частицы; вектор момента должен пренесировать около этого направления. Существование любой анизотропии требует, чтобы промежуточное ядро имело спин  $\geq 1$  (см. стр. 267). Тогда оно будет, как правило, обладать и магнитным, и электрическим квадрупольным моментами. Уже упоминавшееся в разделе А взаимодействие одного из этих ядерных моментов (или их обоих) с соответствующим полем, существующим в окружающем промежуточное ядро веществе, вызывает прецессию вектора углового момента вокруг вектора локального поля, а не направления испускания первой частицы. Это приводит к уменьшению анизотропии, если только первая частица не испускается как раз в направлении локального поля или если время жизни промежуточного состояния не столь мало, что вектор момента количества движения успеет совершить лишь малый прецессионный поворот до излучения второй частицы. Вторая возможность означала бы, что

$$\tau \ll \frac{\hbar}{E},$$

где  $\tau$  — время жизни промежуточного состояния, а  $E$  — энергия взаимодействия ядерного момента с локальным полем (упоминавшееся в разделе А расщепление уровней). Критическое время жизни промежуточного состояния равно по порядку величины  $10^{-11}$  сек.

Если предыдущее условие не выполняется и прецессия уменьшает анизотропию, то при известном  $\tau$  это уменьшение позволяет оценить  $E$ ;

\* Среднее время жизни порядка  $10^{-9}$  сек (вместо характерного для изолированного триплетного позитрония  $10^{-7}$  сек) обусловлено «pick-off» аннигиляцией, при которой связанный позитрон в момент столкновения позитрония с атомом или молекулой аннигилирует с «чужим» электроном.

кроме того, по известным ядерным моментам можно определить величины локальных полей. Ситуация существенно усложняется в жидкостях из-за того, что в них локальное поле меняется во времени случайным образом.

Здесь необходимо четко представить себе необычность химических условий, в которых может оказаться промежуточное ядро. Лучше всего это иллюстрируется следующим частным случаем. Было выполнено много работ по изучению угловой корреляции двух каскадных  $\gamma$ -квантов, излучаемых возбужденным  $\text{Cd}^{111}$ , образующимся при электронном захвате из радиоактивного  $\text{In}^{111}$ .  $\text{Cd}^{111}$  оказывается в том самом химическом окружении, в котором до распада находился индий-111, причем его электронные оболочки возбуждены электронным захватом. Последнее обстоятельство не будет, однако, особенно существенным, если, как это часто бывает, время жизни возбужденных электронных состояний гораздо меньше продолжительности жизни промежуточного ядра.

Подробности теории угловых корреляций и их подавления внеядерными полями приводятся в обзорах Штеффена [11] и Фрауэнфельдера [12, 13]\*.

**Некоторые экспериментальные результаты.** Выполнение опытов по наблюдению угловой корреляции сравнительно несложно. Они требуют лишь измерения скорости счета совпадений в зависимости от угла, определяемого положениями источника и двух детекторов. Здесь нас интересует влияние химического состояния источника на эту зависимость (т. е. на анизотропию совпадений).

При очень малом времени жизни промежуточного состояния ( $< 10^{-11}$  сек) локальные поля должны, по-видимому, давать совсем незначительный эффект. Так, например, угловая корреляция двух каскадных квантов  $\text{Ni}^{60}$ , образующегося при  $\beta$ -распаде  $\text{Co}^{60}$ , в сущности, не зависит от химической природы источника, ибо время жизни промежуточного состояния  $\text{Ni}^{60}$  составляет всего около  $8 \cdot 10^{-13}$  сек.

Большое время жизни ( $1,25 \cdot 10^{-7}$  сек) промежуточного состояния в каскаде двух  $\gamma$ -квантов, сопровождающих электронный захват в индий-111, делает в данном случае угловую корреляцию каскадных фотонов весьма чувствительной к химическому окружению. Некоторые типичные результаты, собранные Штеффеном [11], приведены в табл. 25. Такого рода информация привела к следующим общим выводам, касающимся химических эффектов в угловых корреляциях.

1. *Металлические источники.* Слабая анизотропия, часто наблюдаемая в металлических источниках, обычно обусловлена квадрупольным взаимодействием с сильными неоднородными электрическими полями в тех металлических структурах, которые не обнаруживают кубической симметрии. Слабая анизотропия в тонкой серебряной пленке объясняется хорошо известными структурными искажениями, существующими в тонких фольгах; слабая анизотропия в золоте, обладающем кубической симметрией, говорит о серьезных структурных нарушениях в окрестности атомов примеси. Существенно, что анизотропия не исчезает вовсе, хотя может быть очень малой; она достигает минимальной величины, ожидаемой для взаимодействия со статическим неоднородным электрическим полем.

Доказательств в пользу существования взаимодействия с возбужденной электронной оболочкой нет. Любое возбуждение атома, вызванное ядерным переходом, должно очень быстро сниматься ( $< 10^{-12}$  сек).

\* См. также сборник статей [26].— Прим. ред.

Таблица 25

**Значения анизотропии, наблюдавшиеся с источниками  $\text{In}^{111}$  различного химического состава и структуры**

Форма радиоактивного источника $\text{In}^{111}$	Анизотропия
$\text{In}^{111}$ в Ag, толщина фольги из Ag $> 10^4$ А	$-0,200 \pm 0,006$
$\text{In}^{111}$ в Ag, толщина фольги $< 10^2$ А	$-0,050 \pm 0,021$
$\text{In}^{111}$ в Ag, образованный при реакции Ag ( $\alpha, 2n$ )	$-0,18 \pm 0,01$
$\text{In}^{111}$ в Ag, тот же источник, но нагретый до $500^\circ$ в течение 6 час	$-0,05 \pm 0,02$
$\text{In}^{111}$ в порошке металлического индия	$-0,095 \pm 0,005$
$\text{In}^{111}$ в Au, электролитически осажденный	$-0,072 \pm 0,010$
$\text{In}^{111}$ в сухом поликристаллическом $\text{InCl}_3$ при комнатной температуре	$-0,012 \pm 0,005$
$\text{In}^{111}$ в $\text{AgCl}$ , испарение в двойной струе	$-0,004 \pm 0,01$
$\text{In}^{111}$ в жидком металлическом индии	$-0,21 \pm 0,005$
$\text{In}^{111}$ в разбавленном водном растворе $\text{InCl}_3$	$-0,221 \pm 0,005$
$\text{In}^{111}$ в разбавленном водном растворе $\text{In}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	$-0,21 \pm 0,02$
$\text{In}^{111}$ в растворе $\text{InI}_3$ в ксилоле	$-0,22 \pm 0,01$
$\text{In}^{111}$ в жидком $\text{InI}_3$ ( $220^\circ$ )	$-0,19 \pm 0,02$

2. *Ионные источники.* Тот факт, что анизотропия может практически исчезать в ионных источниках, приводит к мысли о взаимодействии скорее с изменяющимся во времени, чем со статическим полем. Такое переменное поле может создаваться электронным возбуждением иона в процессе распада, если этот ион имеет большое время жизни ( $\cong 10^{-7}$  сек). Величина периода полураспада именно такого порядка ожидается для возбужденных примесей в ионной решетке.

3. *Жидкости.* Анизотропия велика почти во всех жидкостях — от ионных растворов до расплавленных металлов. Очевидно, это является результатом быстрых случайных флуктуаций электрических или магнитных полей, которые могут существовать в жидкостях. В пользу такого объяснения свидетельствует тот экспериментальный факт, что анизотропия уменьшается с увеличением вязкости жидкости; по-видимому, случайные флуктуации становятся гораздо более медленными и локальная структура приближается к структуре твердого тела.

Имеющиеся в табл. 25 сведения о поведении индия-111, образованного непосредственно в Ag-решетке в результате реакции ( $\alpha, 2n$ ), показывают, что такая методика может быть особенно полезна при изучении состояний атомов отдачи в химии горячих атомов.

## Г. ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ МЮОНОВ И ОБРАЗОВАНИЕ МЮОНИЯ

Преобладание электромагнитной природы взаимодействий  $\mu$ -мезонов с ядрами и электронами, а также несохранение четности при рождении и распаде  $\mu$ -мезонов обуславливают перспективность их применения для химических исследований.

**Поляризация мюонов.** В гл. IX говорилось, что мюоны ( $\mu$ -мезоны) не вступают в сильные взаимодействия с ядрами в отличие от пионов ( $\pi$ -мезонов), которые считаются квантами ядерного поля. В ядерных столкновениях при высоких энергиях образуются пионы, а не мюоны; мюоны возникают лишь как вторичные частицы при распаде заряженных пионов:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \quad t_{1/2} = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Мюон в свою очередь также нестабилен и распадается на электрон, нейтрино и антинейтрино:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}.$$

Основываясь на рассуждениях, приведенных на стр. 256 гл. VIII, можно сделать некоторые выводы из несохранения четности в этих двух процессах распада:

1. Мюоны, образующиеся при распаде пионов, поляризованы вдоль направления движения — в одну сторону спинов направлено больше, чем в противоположную (спин мюона равен  $1/2$ ).

2. При  $\beta$ -распаде мюона, так же как и при  $\beta$ -распаде  $\text{Co}^{60}$ , угловое распределение испущенных электронов асимметрично относительно плоскости, перпендикулярной спину мюона.

Вследствие этих двух обстоятельств несохранение четности может регистрироваться следующим образом. Рассмотрим пучок мюонов, образующихся при распаде пионов; вывод 1 означает, что спины мюонов выстроены вдоль импульса, направление которого выберем за ось  $z$ . Если затем пучок мюонов останавливается в поглотителе и измеряется угловое распределение распадных электронов, то в соответствии с выводом 2 числа электронов, регистрируемых под углами  $\theta$  и  $\pi - \theta$  по отношению к оси  $z$ , будут различны. Именно такой эксперимент и был выполнен Гарвином, Ледерманом и Вайнрихом [14], показавшими нарушение закона сохранения четности в обоих упоминавшихся выше процессах распада. В этом опыте неявно предполагается, что мюоны не деполяризуются при торможении поглотителем, а также и в ожидании распада после их остановки. Между тем наличие у мюона магнитного момента будет приводить к его взаимодействию с любыми магнитными полями, которые могут ему встретиться в тормозящей среде, и, таким образом, может произойти деполяризация мюонов, подобно тому как это происходит с поляризованными ядрами (см. раздел В). Такого рода деполяризация наблюдалась в опытах, в которых регистрируемая асимметрия в  $\beta$ -распаде мюонов уменьшалась примерно вдвое при использовании вместо графита фотоэмульсии (желатина и бромистое серебро) в качестве тормозящего материала. Зависимость деполяризации от химического окружения делает мюоны потенциально полезными для химических исследований.

К сожалению, деполяризация мюонов включает, по-видимому, несколько различных процессов (и притом довольно сложным образом); поэтому необходимая теория пока еще не разработана настолько, чтобы давать количественную информацию о химической системе на основе экспериментальных результатов. Наличие двух зарядовых состояний мюона ставит различные проблемы, которые вкратце будут упомянуты в следующих параграфах.

**Деполяризация  $\mu^+$ . Мюоний.** Магнитное взаимодействие положительного мюона с электронами поглотителя представляется преобладающим

механизмом деполаризации. Это магнитное взаимодействие сопровождается кулоновским притяжением двух частиц, что приводит к образованию мюония ( $\mu^+e^-$ ) аналогично образованию позитрония. Существующие данные по деполаризации, однако, не согласуются с однократным захватом электрона  $\mu^+$ -мезоном, приводящим к образованию мюония [13, 15]; очевидно, электрон несколько раз захватывается и высвобождается.

Наблюдалась на опыте, но еще не получила истолкования существенная химическая специфичность деполаризации; она отсутствует, по существу, в металлах, полуметаллах и в органических галогенпроизводных вроде  $CNBr_3$  и  $CCl_4$ ; деполаризация достигает почти 100% в S, P, NaCl и AgBr и принимает промежуточные значения в углеводородах,  $P_2O_5$ ,  $MgF_2$  и тефлоне. Это любопытное подразделение веществ пока еще не привело к каким-либо обобщениям\*.

**Деполаризация  $\mu^-$ .** Из-за отрицательного заряда  $\mu^-$  образование мюония невозможно, деполаризация же за счет взаимодействий с электронами тормозящего вещества уменьшается. Тем не менее происходит образование другого интересного химического вещества —  $\mu^-$ -мезоатома или  $\mu^-$ -мезомолекулы, в которых  $\mu^-$  оказывается захваченным на стабильную орбиту атома или молекулы. Непосредственным доказательством существования таких соединений служит характеристическое рентгеновское излучение, испускаемое  $\mu^-$ -мезонами при каскадных атомных переходах вплоть до  $1s$ -состояния. Деполаризация  $\mu^-$  может происходить не только в процессе захвата, но также и за счет взаимодействия  $\mu^-$ -мезона в  $1s$ -атомном состоянии с ядерным магнитным моментом, если таковой имеется [16]. К сожалению, пока еще имеется мало сведений о химической специфичности деполаризации  $\mu^-$ , и применение его в химических исследованиях представляется не столь перспективным, как использование  $\mu^+$ .

**$\mu^-$ -Мезонные атомы и молекулы.** Интересная химическая информация может быть получена не только из данных по деполаризации, но также и при изучении захвата  $\mu^-$  на молекулярные, а затем и на атомные орбиты. Чем, например, определяются вероятности захвата  $\mu^-$  различными атомами, входящими в состав тормозящей среды? Теоретическое рассмотрение предсказывает пропорциональность относительных вероятностей захвата произведению относительного числа соответствующих атомов на их атомный номер. Такой вывод был подтвержден в опытах со сплавами, но оказался неприменим к экспериментам с другими веществами [17]. Прежде чем станет возможной оценка перспектив использования процесса захвата  $\mu^-$ -мезонов в химических исследованиях, необходимо провести дальнейшее теоретическое и экспериментальное его изучение\*\*.

\* В настоящее время получила серьезное развитие теория деполаризации  $\mu^+$ -мезонов на основе химии мюония, и исследования химических реакций мюония приобрели количественный характер (см. статьи В. Г. Носова, В. Г. Фирсова и В. М. Бякова в [24]).— *Прим. ред.*

\*\* С образованием  $\mu^-$ -мезоатомов и мезомолекул связано известное явление катализа ядерных реакций  $\mu^-$ -мезонами (см. обзор [27]). Любопытная периодичность в характеристиках захвата  $\mu^-$ -мезонов окислами различных элементов обнаружена недавно в Дубне [28]. Там же установлены различия картины «перехвата»  $\mu^-$ -мезонов с водородных атомов на более тяжелые, в зависимости от того, последуют ли смеси или химические соединения с участием водорода [29]. Указанные результаты представляются перспективными для изучения химических связей путем наблюдения захвата отрицательных мезонов.— *Прим. ред.*

## УПРАЖНЕНИЯ

1. Какая относительная скорость необходима для компенсации сдвига  $10^{-6}$  эв между энергетическими уровнями  $\text{Sn}^{119}$  в излучателе и поглотителе ( $\text{Sn}^{119}$  излучает  $\gamma$ -кванты с энергией 24 кэв)?

Ответ: 1,25 см/сек

2. Период полураспада состояния  $\text{Sn}^{119}$  с энергией 24 кэв равен  $1,9 \cdot 10^{-8}$  сек. Какая относительная скорость будет сдвигать максимум на энергию, соответствующую ширине уровня?

3. Дебасевская температура металлического олова равна  $195^\circ \text{K}$ . Может ли наблюдаться переход без отдачи для состояния с энергией 24 кэв в металлическом олове?

4. Оцените энергии химического сдвига и квадрупольного расщепления в  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ , пользуясь информацией, приведенной на рис. 108.

5. Оцените величину энергии взаимодействия возбужденного ядра  $\text{Ni}^{60}$  с его окружением, необходимую для разрушения угловой корреляции двух каскадных  $\gamma$ -квантов, сопровождающих  $\beta$ -распад  $\text{Co}^{60}$ .

Ответ:  $\approx 10^{-3}$  эв.

6. Среднее время жизни триплетного позитрония уменьшается от  $1,8 \cdot 10^{-9}$  сек (в чистой воде) до  $0,75 \cdot 10^{-9}$  сек (в  $0,10 \text{ M}$  растворе  $\text{HgCl}_2$ ). Каково среднее время реакции позитрония с  $\text{HgCl}_2$  в этом растворе?

Ответ:  $1,3 \cdot 10^{-9}$  сек.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M ö s s b a u e r R. L., Recoilless Nuclear Resonance Absorption, Ann. Rev. Nucl. Sci., 12, 1—42 (1962).
2. M ö s s b a u e r R. L., Kernresonanzfluoreszenz von Gamma-Strahlung in  $\text{Ir}^{191}$ , Z. Physik, 151, 124 (1958).
3. Ф р а у э н ф е л ь д е р Г., Эффект Мёссбауэра, Атомиздат, М., 1964.
4. De Benedetti S., Lang G., Ingalls R., Electric Quadrupole Splitting and the Nuclear Volume Effect in the Ions of  $\text{Fe}^{57}$ , Phys. Rev. Letters, 6, 60 (1961).
5. Kistner O. C., Sunyar A. W., Evidence for Quadrupole Interaction of  $\text{Fe}^{57m}$  and Influence of Chemical Binding on Nuclear Gamma-Ray Energy, Phys. Rev. Letters, 4, 412 (1960).
6. Wertheim G. K., Kingston W. R., Herber R. H., Mössbauer Effect in Iron(III) Acetylacetonate and Chemical Consequences of  $K$ -Capture in Cobalt(III) Acetylacetonate, J. Chem. Phys., 37, 687 (1962).
7. De Benedetti S., Corben H. O., Positronium, Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 191—218 (1954).
8. Deutsch M., Positronium, Progress in Nuclear Physics, Vol. 3, p. 131 (P. Frisch, Editor), Pergamon, New York, 1954.
9. Deutsch M., Three Quantum Decay of Positronium, Phys. Rev., 83, 866 (1951).
10. McGervey J. D., Horstman H., De Benedetti S., Mean Lives of Positrons in Oxidizing Solutions, Phys. Rev., 124, 1413 (1961).
11. Steffen R. M., Extranuclear Effects on Angular Correlations of Nuclear Radiations, Advances in Physics, 4, 293 (1955).
12. Frauenfelder H., Angular Correlation of Nuclear Radiations, Ann. Rev. Nucl. Sci., 2, 129—162 (1953).
13. Frauenfelder H., Angular Correlation, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, Editor), Interscience, New York, 1955, p. 531.
14. Garvin R., Lederman L., Weinrich M., Observations of the Failure of Conservation of Purity and Charge Conjugation in Meson Decay: The Magnetic Moment of the Free Muon, Phys. Rev., 105, 1415 (1957).
15. Lynch G. R., Orear J., Rosendorff S., Muon Decay in Nuclear Emulsion at 25 000 Gauss, Phys. Rev., 118, 284 (1960).
16. Lubkin E., Depolarization of a Muon by Hyperfine Interaction, Phys. Rev., 119, 815 (1960).
17. Sens J. C., Swanson R. A., Telegdi V. L., Yovanovitch D. D., An Experimental Test of the Fermi-Teller  $^3Z$ -Low, Nuovo Cimento, 7, 536 (1958).

18. Гольданский В. П., Эффект Мёссбауэра и его применения в химии, «Наука», М., 1963.
19. Flück E., *Advances in Inorganic and Radiochemistry*, Vol. 6, 433, 1964, Academic Press, Inc., New York.
20. Wegener P., *Der Mossbauereffekt und seine Anwendung in Physik und Chemie*, B. I. Pochschultaschenbucher, 1965.
21. В ор т х е й м Г., Эффект Мёссбауэра — принципы и применения, «Мир», 1966.
22. Гольданский В. П., УФН, **89**, 333, 1966.
23. Green J., Lee J., *Positronium Chemistry*, Academic Press, New York, 1964.
24. «Ядерная химия», сборник статей под ред. В. П. Гольданского и А. К. Лаврухиной, «Наука», 1965.
25. Positron Annihilation (Proceedings of the Conference held at Wayne State University, Detroit, Michigan, July 1965), Ed. by A. T. Stewart and L. O. Roellig, Academic Press, New York, 1966.
26. *Perturbed Angular Correlations*, ed. by E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn. Amsterdam, North-Holland, 1964.
27. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., УФН, **71**, 581, 1960.
28. Зпнов В. Г., Копин А. Д., Мухин А. П., *Ядерная физика*, **2**, 859, 1965.
29. Петрухин В. И., Попомарев Э. П., Прокошкин Ю. Д., препринт ОИЯИ Р-2558 (1966).

## Ядерная энергия

А. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТРОЙСТВ  
ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ЦЕПНЫХ РЕАКЦИЙ

Идеи о возможностях использования ядерных превращений для получения энергии в больших масштабах возникли еще на первых этапах развития науки о радиоактивности. Однако только с открытием реакции деления использование ядерной энергии стало практически осуществимым. Отличительная черта реакции деления, которая позволяет использовать ее как источник энергии для практических целей, состоит в том, что в каждом акте деления, вызываемом одним нейтроном, происходит испускание нескольких нейтронов. Это обеспечивает возможность протекания цепной реакции.

**Цепная реакция деления.** Для протекания цепной реакции необходимо, чтобы в среднем по крайней мере один нейтрон, образованный в процессе деления, вызвал новое расщепление. Это условие обычно характеризуют коэффициентом размножения  $k$ , равным отношению количества нейтронов определенного поколения к числу нейтронов предшествовавшего поколения. Если  $k < 1$ , самоподдерживающаяся реакция невозможна; при  $k = 1$  скорость реакции не меняется во времени; если  $k > 1$ , число нейтронов и, следовательно, число делений возрастает с каждым поколением, появляются разветвления цепей деления. Количество делящегося материала называют критическим при  $k = 1$  и надкритическим, если  $k > 1$ .

В каждом поколении число нейтронов возрастает пропорционально  $(k - 1)$ , поскольку для продолжения цепной реакции деления необходим один нейтрон. Таким образом, скорость изменения количества нейтронов в ходе цепной реакции равна

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau},$$

где  $\tau$  — среднее время между последовательными генерациями нейтронов. Интегрируя, находим, что в момент времени  $t$  число нейтронов равно

$$N = N_0 e^{(k-1)t/\tau}, \quad (1)$$

где  $N_0$  — число нейтронов при  $t = 0$ . Если  $\tau$  очень мало (в случае отсутствия замедлителя, когда реакция деления идет на быстрых нейтронах) и если значение  $k$  внезапно становится существенно больше единицы, цепная реакция может проходить со взрывом, как при действии ядерной бомбы.

Для нормальной работы ядерного реактора необходимо, чтобы  $k$  поддерживалось равным 1. Однако конструкция реактора должна предусматривать возможность некоторого увеличения  $k$  (скажем, до значения  $k = 1,01$  или  $1,02$ ) для того, чтобы довести поток нейтронов и, следовательно, мощность реактора до требуемых значений. Регулирование мощности ядерного реактора в принципе возможно, например с помощью передвижения стержней из материала, поглощающего нейтроны; однако это действительно возможно только в том случае, если  $\tau$  не слишком мало. Допустим, что  $\tau = 10^{-3}$  сек (приблизительное значение времени жизни теплового нейтрона в графите или  $D_2O$ ) и  $k = 1,001$ . Тогда в соответствии с уравнением (1) имеем  $N = N_0 e^t$ , где  $t$  выражено в сек, и количество нейтронов будет возрастать в  $e$  раз каждую секунду, или в 20 000 раз каждые 10 сек. В таких условиях удобное и безопасное регулирование работы ядерного реактора невозможно. К счастью, возникновение при делении под действием тепловых нейтронов нескольких групп запаздывающих нейтронов (период полураспада материнских продуктов в пределах 0,18—55 сек) увеличивает среднее время  $\tau$  между последовательными генерациями нейтронов. До тех пор пока  $(k - 1)$  меньше, чем доля запаздывающих нейтронов (0,0065 для  $U^{235}$ , 0,0021 для  $Pu^{239}$  и 0,0026 для  $U^{233}$ ), среднее время между последовательными генерациями составляет приблизительно

$$\tau = \tau_0 + \sum_i \left( \frac{f_i}{\lambda_i} \right),$$

где  $\tau_0$  — среднее время между генерациями в отсутствие запаздывающих нейтронов и  $f_i$  — доля запаздывающих нейтронов с постоянной распада  $\lambda_i$ . Для шести известных групп запаздывающих нейтронов, испускаемых при делении  $U^{235}$ ,  $\sum_{i=1}^6 (f_i/\lambda_i) = 0,082$  сек, что больше по сравнению с величиной  $\tau_0$ . Отсюда следует, что  $\tau$  составляет около 0,08 сек. Тогда при  $k = 1,001$  «период» системы, или время увеличения числа нейтронов в  $e$  раз, составит около 80 сек, что уже вполне допускает регулирование процесса.

**Критический размер.** Коэффициент размножения в бесконечной реакционной среде обозначаемый  $k_\infty$ , равен произведению числа нейтронов  $\nu$ , порождаемых при одном делении, и доли нейтронов, вызывающих последующие процессы деления. Эта последняя величина представляет собой отношение макроскопического сечения реакции деления  $\sigma_f N_f$  (где  $N_f$  — число ядер расщепляющегося вещества в 1 см<sup>3</sup>,  $\sigma_f$  — сечение деления) к сумме этого макроскопического сечения и всех макроскопических сечений реакций захвата нейтронов в данной системе. Тогда

$$k_\infty = \nu \frac{\sigma_f N_f}{\sigma_f N_f + \sum_i \sigma_{ci} N_i}, \quad (2)$$

где  $N_i$  — число ядер  $i$ -го вещества в 1 см<sup>3</sup> и  $\sigma_{ci}$  — сечение захвата нейтронов в данном веществе\*. В значение  $\sum_i \sigma_{ci} N_i$  следует включить долю нейт-

\* Ввиду того что нейтроны в любой системе характеризуются спектром скоростей, а сечения захвата зависят от скорости, выражение для  $k_\infty$  в уравнении (2) следует соответствующим образом усреднить по спектру.

ронов, поглощаемых в расщепляющемся веществе, но не вызывающих реакции деления.

В реакторе конечного размера коэффициент размножения  $k$  меньше, чем  $k_\infty$ , вследствие потерь нейтронов за счет утечки последних из системы; чем меньше реактор, тем больше отношение его поверхности к объему, тем, следовательно, больше и потери. Количественная оценка потерь нейтронов вследствие утечки через поверхность реактора очень трудна, однако совершенно необходима для расчета критического размера. В качестве грубого приближения можно принять, что доля нейтронов, которая теряется в процессе работы реактора на тепловых нейтронах, пропорциональна сумме  $L_S^2 + L^2$ , где  $L_S$  и  $L$  — средние расстояния (по прямой линии), которые нейтрон проходит в бесконечно протяженной среде замедлителя до ( $L_S$ ) и после ( $L$ ) достижения тепловой энергии. Для сферического реактора радиусом  $R$  в достаточной степени справедливо следующее соотношение:  $k_\infty - k = \pi^2 R^{-2} (L_S^2 + L^2)$ . Значение  $R$ , для которого  $k = 1$ , называется критическим радиусом  $R_{кр}$ . Таким образом,

$$R_{кр} = \pi (L_S^2 + L^2)^{1/2} (k_\infty - 1)^{-1/2}. \tag{3}$$

Расстояние  $L_S^2$ , которое нейтрон проходит до достижения тепловой энергии (длина замедления), можно определить для различных замедлителей опытным путем. Эта величина обычно существенно не изменяется при добавлении к замедлителю ядерного горючего. Диффузионная длина  $L$ , т. е. длина пути, проходимого нейтроном, достигшим тепловой энергии (до поглощения), в смеси с горючим будет меньше, чем в чистом замедлителе  $L_0$ , и выражается соотношением  $L^2 = xL_0^2$ , где  $x$  — отношение макроскопического сечения поглощения нейтронов замедлителем  $\sigma_m N_m$  к макроскопическому сечению поглощения сложной средой  $\Sigma \sigma_i N_i$ . В табл. 26 приведены значения  $L_S$ ,  $L_0$ ,  $\sigma_m N_m$  и плотности наиболее широко используемых замедлителей нейтронов.

Таблица 26

Свойства замедлителей нейтронов

	$L_S$ , см	$L_0$ , см	$\sigma_m N_m$ , см <sup>-1</sup>	Плотность, г/см <sup>3</sup>
H <sub>2</sub> O	5,7	2,76	0,017	1,00
D <sub>2</sub> O	11,0	100	0,000680	1,1
Be	9,9	23,6	0,0013	1,84
C	18,7	50,2	0,00036	1,62

В большинстве реакторов значение  $x$ , равное доле нейтронов, поглощаемых замедлителем, с целью экономии нейтронов поддерживается достаточно малым. Поэтому можно использовать приближенное выражение  $R_{кр} = \pi L_S (k_\infty - 1)^{-1/2}$ , которое в отличие от уравнения (3) не содержит  $L$ ; оно позволяет правильно определить порядок величины критического размера для обычно используемых реакторов на тепловых нейтронах. По той же самой причине величина  $k_\infty$  для реакторов часто бывает немногим меньше, чем  $\eta$  (см. гл. X, В). В качестве примера оценим критический радиус для раствора U<sup>235</sup> в обычной воде;

$$R_{кр} \approx \frac{\pi L_S}{(k_\infty - 1)^{1/2}} \approx \frac{\pi \cdot 5,7}{(2,1 - 1)^{1/2}} = 17 \text{ см.}$$

При этом предполагается, что концентрация раствора достаточно велика и взаимодействие нейтронов с  $U^{235}$  значительно более вероятно, чем захват водородом. Поскольку отношение сечений этих процессов составляет  $694/0,332 = 2100$ , то это условие выполняется, если концентрация  $U^{235}$  равна нескольким десяткам моля в литре. Первый гомогенный ядерный реактор, запущенный в Лос-Аламосе в 1944 г., представлял собой сферу из переработанной стали диаметром 30 см, заполненную 1,2 М раствором уранилсульфата в обычной воде; уран был обогащен изотопом  $U^{235}$  на 14,6%.

Во многих случаях используют не гомогенные смеси делящихся материалов с замедлителем, а неоднородные среды из дискретных блоков замедлителя и ядерного топлива. В реакторах, работающих на естественном уране, металлические стержни, образующие правильную решетку, размещаются в замедлителе — графите или тяжелой воде. Необходимость использования конструкций такого рода диктуется следующими соображениями. Значительная часть потерь нейтронов обусловлена существованием у  $U^{238}$  нескольких максимумов поглощения в области между 6 и 200 эв. В гомогенной смеси урана и замедлителя весьма велика вероятность того, что нейтрон в процессе замедления будет поглощен  $U^{238}$  за счет реакции ( $n\gamma$ ) в резонансной области. При использовании урановых блоков энергия большей части нейтронов понизится в замедлителе до значений ниже резонансной, до того как произойдет столкновение с ядром урана. Оптимальная величина шага решетки равна примерно значению  $L_S$  для замедлителя. Без применения такого рода блочных систем значение  $k_\infty$  для реакторов на обычном уране с графитовым замедлителем было бы несколько меньше единицы. Даже при использовании гетерогенных устройств значение  $k_\infty$  в этом случае не может превышать  $\eta$ , равное 1,3. Для уран-графитовых реакторов (с обычным ураном)  $k_\infty$  составляет около 1,07, и в соответствии с уравнением (3) критический радиус такого реактора должен равняться примерно  $R_{кр} = \pi \cdot 18,7 \cdot (0,07)^{-1/2} = 220$  см. Если реактор имеет кубическую форму, длина ребра составит приблизительно  $\sqrt[3]{3}R_{кр}$ , или около 4 м.

Во всех действующих реакторах активная зона окружена отражателем, уменьшающим потери нейтронов. Это позволяет несколько уменьшить необходимый размер активной зоны. Однако в ряде случаев имеются противоположно действующие факторы, диктующие необходимость ее увеличения; к ним относятся наличие примесей в ядерном горючем, особенности конструкции систем охлаждения и управления, необходимость обеспечения удобств при смене тепловыделяющих элементов. Весьма важной особенностью отражателя является увеличение потока нейтронов в наружных частях активной зоны энергетических реакторов. Достижимая мощность ограничивается повышением температуры в центре активной зоны; при использовании отражателя паружные области работают с большей нагрузкой и вносят больший вклад в полную мощность реактора. Вместе с тем можно изменить параметры решетки, образованной тепловыделяющими элементами в центре активной зоны, чтобы обеспечить более равномерное распределение мощности и потока нейтронов.

Все реакторы проектируются обычно таким образом, чтобы значение  $k$  могло превышать 1, т. е. с некоторой избыточной реактивностью\*. Это необходимо не только для того, чтобы довести мощность реактора до требуемого уровня, но и для гарантии нормальной работы в условиях частич-

\* Реактивностью принято называть величину  $(k - 1)/k$ ; тогда при  $k = 1$ , реактивность равна нулю.

ного выгорания топлива и накопления «отравляющих» реактор продуктов деления (активно поглощающих нейтроны), а также для обеспечения возможности облучения в реакторе материалов, являющихся сильными поглотителями нейтронов. Несмотря на возможность достижения избыточной реактивности, работа ядерного реактора в стационарном режиме должна всегда осуществляться при нулевой реактивности. Этого обычно достигают путем использования регулирующих стержней из материалов с большими сечениями захвата нейтронов, например из бора, кадмия или гафния. Эти регулирующие стержни погружают в активную зону реактора или выдвигают из нее для компенсации любого изменения реактивности. Другие методы контроля предусматривают перемещение тепловыделяющих элементов или отражателя.

## Б. ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

**Типы реакторов.** Классификацию реакторов можно проводить по множеству признаков. В зависимости от вида используемого ядерного горючего различают реакторы, работающие на естественном уране, на уране, обогащенном изотопами  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  или  $U^{233}$ . По энергии нейтронов, осуществляющих реакцию деления, реакторы подразделяют на тепловые, промежуточные и быстрые. Кроме того, реакторы можно сгруппировать в соответствии с типом замедлителя (вода, тяжелая вода, графит, бериллий или органические соединения) или охладителя (воздух, вода или жидкий металл). В ряде случаев реакторы классифицируют исходя из того, какую структуру имеет активная зона — гомогенную или гетерогенную. По назначению реакторы подразделяются на предназначенные для производства расщепляющихся материалов ( $Pu^{239}$  или  $U^{233}$ ), для получения избыточных нейтронов с целью синтеза других изотопов (например,  $H^3$ ), для получения полезной энергии, для научно-исследовательских целей и многоцелевые. Некоторые аспекты применения исследовательских реакторов уже рассматривались в гл. XI, раздел В. В табл. 27 приводятся некоторые важнейшие характеристики ряда действующих реакторов. Несколько следующих параграфов будет посвящено описанию конструкций наиболее характерных реакторов.

**Ок-Риджский уран-графитовый реактор (реактор X-10).** Построенный в 1943 г., он был первым реактором достаточно большой мощности. Размеры этого реактора довольно значительны вследствие того, что он работает на естественном уране. Активная зона представляет собой куб с ребром более 7 м, собранный из графитовых блоков, в которых имеется 1248 каналов (сечением  $11,2 \text{ см}^2$ ), предназначенных для тепловыделяющих элементов, которые образуют прямоугольную решетку с шагом  $20,3 \text{ см}$ . Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ) изготовлены из металлического урана в форме цилиндрических стержней диаметром  $2,8 \text{ см}$  и длиной  $10,2 \text{ см}$ , заключенных в алюминиевую оболочку для предохранения от окисления. Всего в активной зоне содержится  $35 \text{ т}$  урана. Вследствие того что цилиндрические тепловыделяющие элементы загружаются в отверстия квадратного сечения, в активной зоне имеются незаполненные промежутки, через которые для охлаждения продувают воздух. При рабочей мощности  $3800 \text{ квт}$  и продувании через каналы  $2700 \text{ м}^3$  воздуха в  $1 \text{ мин}$  металлические стержни поддерживаются при температуре ниже  $245^\circ$ . Средняя температура графита, служащего замедлителем, составляет  $130^\circ$ .

Характеристики реакторов различных систем

Название и местонахождение	Топливо	Замедлитель	Теплоноситель	Тепловая мощность, Мвт	Максимальный поток нейтронов, $1/см^2 \cdot сек$	Назначение
BGGR, Брукхэвел, США	93% $U^{235}$	Графит	Воздух	20	$2 \cdot 10^{13}$	Исследовательский реактор
БР-5, Обнинск, СССР	$PuO_2$	Нет	Натрий	5		Экспериментальный реактор-размножитель на быстрых нейтронах
Колдер-Холл-А, Англия	Природный уран	Графит	$CO_2$	230		Первый британский энергетический реактор (1956 г.); электрическая мощность — 45 Мвт
Дрезденская электростанция, Иллинойс, США	1,5% $U^{235}$ в виде $UO_2$	Калийная вода	Калийная вода	700	$3 \cdot 10^{13}$	Получение электроэнергии (200 Мвт)
EBR-II, Национальная станция испытаний реакторов, Айдахо, США	48% $U^{235}$	Нет	Натрий	62,5	$(3,7 \cdot 10^{15})$ быстрые нейтроны	Экспериментальный бридер на быстрых нейтронах
MTR, Национальная станция испытаний реакторов, Айдахо, США	93% $U^{235}$ в пеллетах из сплава U и Al	$H_2O$	$H_2O$	30	$5 \cdot 10^{14}$	Испытание материалов, производство изотопов
NRU, Чок-Ривер, Канада	Природный уран	$D_2O$	$D_2O$	200	$2,5 \cdot 10^{14}$	Исследовательский реактор, испытание материалов, производство изотопов
OMR, Пима, Огайо, США	1,9% $U^{235}$ в сплаве U с Mo	Терфенил	Терфенил	45		Получение энергии (11,4 Мвт). Изучение процесса лавинного органического теплопостея

PWR, Шинингпорт, Небраска, США	В активной зоне: 93% $U^{235}$ в виде сплава U—Zr  В зоне воспроизводства: природная $UO_2$	$H_2O$	Вода под давлением	231		Получение электроэнергии (60 <i>Mвт</i> )
SGR, Халлам, Небраска, США	3,6% $U^{235}$ в виде сплава U—Mo	Графит	Натрий	240		Получение электроэнергии (75 <i>Mвт</i> )
Реакторы бассейнового типа	20% $U^{235}$ или 93% $U^{235}$ в пластинках из сплава U—Al	$H_2O$	$H_2O$	0,001—5,0	$\sim 10^{13}/Mвт$	Сравнительно дешевые исследовательские реакторы
TRIGA	20% $U^{235}$ в виде гидрида U—Zr	Гидриды U—Zr	$H_2O$	$\ll 1$ (стационарный режим)	$\ll 5 \cdot 10^{12}$ (стационарный режим)	Исследовательский реактор
Воропежская атомная электростанция, СССР	1,5—2,5% $U^{235}$ в $UO_2$	$H_2O$	Вода под давлением	$\ll 1200$ 760	$\ll 10^{16}$ (импульсный режим)	Получение электроэнергии (210 <i>Mвт</i> )

Тепловыделяющие элементы расположены в некотором удалении от наружных стенок графитового куба. Эта наружная часть выполнена из чистого графита и служит отражателем нейтронов. Активная зона окружена слоем бетона толщиной 2,4 м, в котором имеются отверстия для продувания воздуха. Каналы для тепловыделяющих элементов с одной стороны

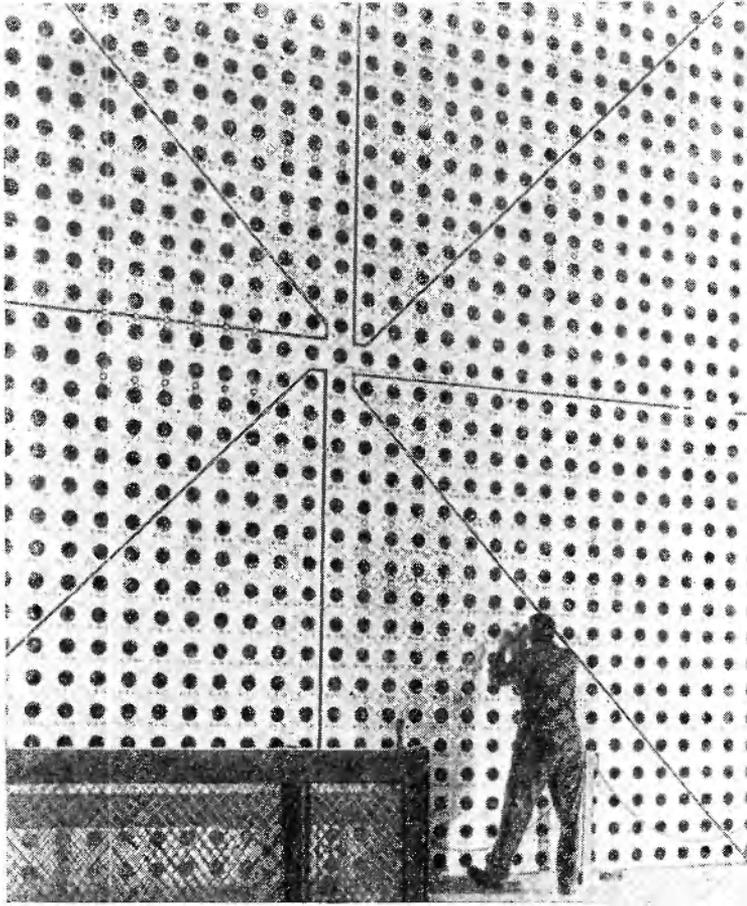
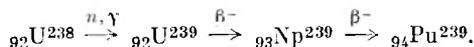


Рис. 109. Лицевая сторона Брукхэвского уран-графитового реактора BGRR, аналогичного реактору X-10 в Ок-Ридже. Урановые стержни загружаются с этой стороны.

выведены через слой бетона, так что отработанные стержни можно легко удалить и заменить новыми (рис. 109). Для уменьшения опасности облучения эти отверстия в защите обычно закрыты пробками. Некоторые из этих каналов служат для облучения различных материалов и проведения других экспериментов. Имеются также специальные каналы для введения регулирующих стержней. Создание реактора такого размера потребовало довольно значительных капитальных затрат. Стоимость 620 т очень чистого графита составляет около 2 млн. долл., стоимость урана, по-видимому, того же порядка. Помимо этого, сооружение здания реактора и вентиляционной системы потребовало еще по 1 млн. долл.

Если ни одна из алюминиевых оболочек тысяч тепловыделяющих элементов не повреждена, воздух, покидающий вентиляционную систему, не должен быть загрязнен продуктами деления. Повреждение оболочки может привести к загрязнению воздуха радиоактивными осколками деления, и тогда требуется немедленное удаление дефектного тепловыделяющего элемента. Однако при любых условиях воздух, проходящий через реактор, оказывается радиоактивным, в основном вследствие того, что реакция  $\text{Ag}^{40}(n, \gamma)\text{Ag}^{41}$  приводит к образованию  $\beta$ -излучателя  $\text{Ag}^{41}$  (период полураспада 109 мин). Сечение этой реакции на тепловых нейтронах составляет около 0,5 барн. В реакторе X-10 около 13,5 м<sup>3</sup> воздуха (содержащего примерно 160 г аргона) подвергается облучению потоком тепловых нейтронов  $5 \cdot 10^{11}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек. Поэтому в атмосфере реактора возникает стационарная концентрация  $\text{Ag}^{41}$ , составляющая в данном случае около  $(160/40) \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 0,5 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^{11} = 6 \cdot 10^{11}$  распадов/сек, т. е. около 16 кюри. Ввиду значительной радиоактивности воздух приходится выбрасывать через высокую трубу.

Этот реактор был построен как полупромышленная (пилотная) установка. Полученные здесь данные были использованы при проектировании хенфордских реакторов, предназначенных для производства плутония в промышленном масштабе. Плутоний образуется при поглощении нейтрона ураном-238:



Как следует из оценки материального баланса нейтронов, вероятность такого захвата примерно равняется вероятности расщепления ядра  $\text{U}^{235}$ . Полная энергия, выделяемая при каждом делении (исключая энергию нейтрино), составляет 190 Мэв; поэтому при мощности 3800 квт скорость деления (и захвата) равна  $10^{17}$  1/сек. Следовательно, плутоний образуется со скоростью примерно  $10^{22}$  атомов (или 4 г) в день. В последнее время реактор использовали главным образом для производства радиоактивных изотопов. Некоторые из этих изотопов являются продуктами деления, которые извлекают из отработанных тепловыделяющих элементов. Другие получают по  $(n, \gamma)$ -реакциям при облучении соответствующих мишеней, например  $\text{Na}^{24}$  получают при облучении  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ , а  $\text{I}^{131}$  — при облучении металлического теллура по реакции  $\text{Te}^{130}(n, \gamma)\text{Te}^{131} \xrightarrow{\beta^-} \text{I}^{131}$ . Некоторые изотопы получают по реакциям других типов, в частности  $\text{C}^{14}$  — по реакции  $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$ ,  $\text{P}^{32}$  — по реакции  $\text{S}^{32}(n, p)\text{P}^{32}$  и  $\text{H}^3$  — по реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ .

После почти непрерывной эксплуатации в течение 20 лет устаревший реактор X-10 уступил место более совершенным и был остановлен в 1963 г.

**Реакторы на основе урана и тяжелой воды.** Активная зона экспериментального реактора (ЖЕЕР) в Кьелере (Норвегия) представляет собой цилиндрический бак диаметром 2 м, заполненный 7 т тяжелой воды. Стоимость этого количества  $\text{D}_2\text{O}$  чрезвычайно высока — около 2 млн. долл. Однако ввиду очень малого сечения захвата тепловых нейтронов и длины замедления  $L_S$  для  $\text{D}_2\text{O}$  (т. е. расстояния, которое проходит нейтрон, замедляясь до тепловой энергии) этот реактор значительно меньше по объему, чем реакторы с графитовым замедлителем, и требует значительно меньше урана. Топливом в этом реакторе являются 2,5 т металлического урана (стоимость около 200 000 долл.); 76 урановых стержней диаметром 2,5 см, заключенных в алюминиевые трубки, образуют прямоугольную

решетку. Активную зону окружает графитовый отражатель толщиной около 1 м. Регулирование реактора осуществляется введением кадмиевых пластин в пространство между активной зоной и отражателем. Слой бетона толщиной не менее двух метров обеспечивает биологическую защиту.

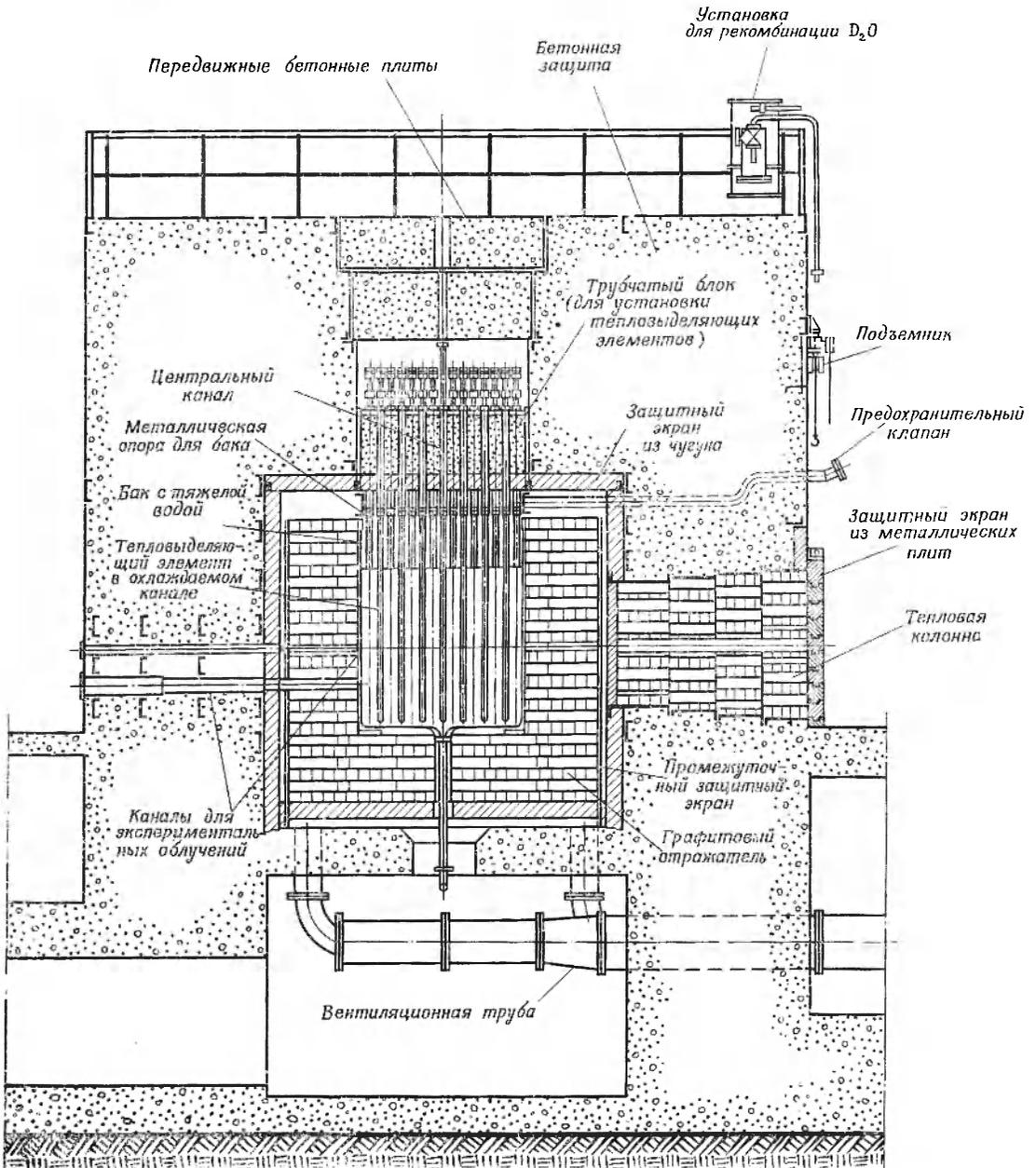
Охлаждение осуществляется путем принудительной циркуляции тяжелой воды через наружный теплообменник. Вначале мощность реактора была 100 *квт* и поток нейтронов в центре активной зоны составлял  $3 \cdot 10^{11}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек. Некоторые более поздние усовершенствования системы теплообмена позволили поднять мощность реактора до 450 *квт* и соответственно повысить поток нейтронов. Несколько экспериментальных каналов в активной зоне используются для исследовательской работы и получения изотопов.

Реактор Р-2 во французском атомном центре Сакле, работающий на уране и тяжелой воде (рис. 110), по размеру близок к реактору в Кьелере. Существенное отличие французского реактора состоит в том, что каждый тепловыделяющий элемент охлаждается потоком азота, проходящего под давлением 10 атм через цилиндрические зазоры вокруг каждого стержня. Рабочая мощность реактора Р-2 составляет около 2000 *квт*, максимальный поток нейтронов — около  $6 \cdot 10^{12}$  1/см<sup>2</sup>·сек. Этот реактор предназначен в основном для экспериментальных исследований и производства изотопов.

В настоящее время имеется много действующих урановых реакторов, в которых для замедления нейтронов используется тяжелая вода. Канадский исследовательский реактор NRX в Чок-Ривер является единственным реактором, в котором для замедления используется тяжелая вода, а для охлаждения — обычная. При электрической мощности 42 Мвт поток нейтронов в этом реакторе составляет  $7,8 \cdot 10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек. Более крупный реактор NRU (Чок-Ривер), построенный в последнее время, развивает мощность 200 Мвт и имеет максимальный поток нейтронов порядка  $2,5 \cdot 10^{14}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек. В реакторе NRU тяжелая вода является и замедлителем и теплоносителем. Большие урановые реакторы на тяжелой воде с еще более высокими мощностями используются для производства плутония в Саванна-Ривер (штат Джорджия, США).

**Реакторы для испытания материалов.** Ряд реакторов спроектирован специально для исследования изменения свойств различных материалов при высоких уровнях облучения. Первый такой материаловедческий реактор, построенный на Национальной станции испытания реакторов близ Арко (Айдахо, США), получил наименование MTR (Materials Testing Reactor). Максимальное значение потока тепловых нейтронов в этом реакторе составляет  $5 \cdot 10^{14}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек. В качестве топлива используется высокообогащенный уран (93% U<sup>235</sup>), для замедления и охлаждения применяются обычную воду. Тепловыделяющие элементы представляют собой пластины, изготовленные из сплава алюминия и урана. Они располагаются в вертикальном положении, образуя решетку размерами 40-70 см и высотой 60 см. Решетку окружает отражатель из металлического бериллия, находящийся в свою очередь в баке из алюминия и нержавеющей стали диаметром 140 см и глубиной около 9 м. Бак заполнен водой, и доступ к активной зоне реактора, например с целью замены тепловыделяющих элементов, может быть осуществлен через 6-метровый слой воды, обеспечивающий достаточную биологическую защиту в периоды останова реактора. Для охлаждения активной зоны через зазоры между тепловыделяющими элементами и отверстия в бериллиевом отражателе сверху вниз

0 1 м



Р и с. 110. Схема реактора P-2 на тяжелой воде в Саклэ (Франция) [23].

пропускают воду со скоростью  $7,56 \cdot 10^4$  л/мин. Рабочая мощность реактора — 30 000 кВт. Вокруг бака установлен дополнительной отражатель из графита толщиной около 1,2 м, внутренняя часть которого состоит из плотно уложенных графитовых шариков диаметром около 2,5 см. Конструкция осуществлена таким образом, что эти шарики могут свободно расширяться и не оказывать при этом излишнего давления на бак реактора или стенки графитового отражателя. Вследствие того что эти шарики подвергаются более интенсивному облучению, чем остальной графит, они в первую очередь разрушаются под действием радиации; в случае необходимости легко произвести их замену. В твердом графите проделаны отверстия для пропускания охлаждающего воздуха. За отражателем находится тепловая защита реактора, состоящая из двух слоев стали толщиной 10 см, которая также охлаждается воздухом. Далее расположен слой биологической защиты (2,75 м), выполненный из специального бетона, понижающего уровень радиации до значения менее чем 1 мр/час. В защите и отражателе имеются отверстия, открывающие доступ в каналы для экспериментальных облучений. Значения потока нейтронов в некоторых из них достигают  $5 \cdot 10^{14}$  (тепловых) и  $1 \cdot 10^{14}$  (быстрых) нейтрон/см<sup>2</sup>·сек; эти потоки имеют место в бериллиевом отражателе на поверхности решетки из тепловыделяющих элементов. Экспериментальные отверстия, безусловно, должны быть закрыты при облучении.

Регулирование мощности реактора осуществляется перемещением в бериллиевом отражателе двух регулирующих стержней, покрытых кадмием. Автоматические контролируемые устройства погружают стержень на различную глубину или выдвигают его из реактора для поддержания постоянного значения мощности. Для того чтобы случайное удаление стержня из реактора не приводило к внезапному образованию критической массы, каждый регулирующий стержень не должен изменять значение  $k$  больше чем на 0,5% (величину, меньшую вклада запаздывающих нейтронов). Дополнительный контроль реактивности обеспечивается применением нескольких (до восьми) компенсирующих кадмиевых стержней, вводимых для обеспечения безопасности в решетку реактора; при удалении кадмиевой секции решетки ее заменяют другой секцией, содержащей  $U^{235}$ . Специальные устройства не допускают слишком быстрого выдвигания этих стержней, а в случае каких-либо неполадок стержни автоматически вводятся в активную зону до тех пор, пока не восстановится прежний уровень мощности. Одна из электронных схем измеряет период реактора (или скорость изменения реактивности). Если по каким-либо причинам период становится меньше одной секунды, происходит полная остановка реактора и все компенсирующие стержни отделяются от магнитных захватов и погружаются в активную зону.

Одной из причин, вызывающих необходимость тщательного контроля реактивности реакторов с большим потоком, является так называемое ксеноновое отравление. Один из продуктов деления  $Xe^{135}$  — радиоактивный изотоп с периодом полураспада 9,2 час — обладает поразительно высоким значением сечения захвата тепловых нейтронов —  $2,7 \cdot 10^6$  барн. В условиях непрерывной работы реактора наличие этого «яда» уменьшает  $k$  примерно на 0,04. При остановке реактора после работы концентрация  $Xe^{135}$  возрастает, так как этот изотоп продолжает образовываться из материнского  $I^{135}$  с периодом полураспада 6,7 час и уже не поглощается в ходе ( $n, \gamma$ )-реакции. Через несколько минут после остановки реактор уже невозможно запустить снова. Количество  $Xe^{135}$  достигает максимума через 10 час, что приводит в реакторе МТР к понижению  $k$  примерно на одну

треть. С течением времени этот продукт распадается, и через 2 дня реактор снова можно вводить в действие.

**Реакторы бассейнового типа.** Реакторы бассейнового (погружного) типа, во многом аналогичные реактору для испытания материалов, но значительно более простые и экономичные, в последние годы стали наиболее широко распространенным типом исследовательских реакторов (см. гл. XI, раздел В, и работы [1, 2]). У реакторов этого типа (в соответствии с их названием) активная зона подвешена на глубине 7,5 м в бассейне с водой, служащей одновременно замедлителем, охладителем, отражателем и защитой. Ядерное топливо состоит из сплава алюминия с ураном, обогащенным изотопом  $U^{235}$  до 20 или, лучше, 93%. Пластины из Al — U-сплава шириной 7,5 см, толщиной 0,5 мм и длиной 60 см в алюминиевых оболочках такой же толщины образуют элементы; для циркуляции воды между пластинами оставляют примерно 3-миллиметровые просветы. Критическая масса  $U^{235}$  для погружных реакторов равна примерно 2500 г, размер активной зоны составляет около 0,05 м<sup>3</sup>. Регулирующие стержни представляют собой алюминиевые пеналы, во многом аналогичные оболочкам тепловыделяющих элементов, заполненные карбидом бора и выложенные кадмием.

В настоящее время в различных частях света действуют несколько десятков реакторов бассейнового типа; их рабочая мощность и потоки нейтронов изменяются в широких пределах. В том случае, если циркуляция воды в тепловыделяющих элементах происходит только за счет конвекции, мощность реактора этого типа может достигать примерно 100 квт. При больших мощностях необходима принудительная циркуляция, а также надо принимать меры для удаления газообразных радиоактивных продуктов (главным образом семисекундного  $N^{16}$ , образующегося по  $(n, p)$ -реакции из кислорода воды). В этих условиях реакторы бассейнового типа развивают мощность до 5 Мвт и позволяют получать потоки тепловых нейтронов до  $5 \cdot 10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>·сек.

**Реакторы-размножители (бридеры).** В каждом реакторе, работающем на природном уране, по мере выгорания  $U^{235}$  образуются новые расщепляющиеся материалы. Если реактор (такого типа, как X-10) производит  $Pu^{239}$  со скоростью, которая лишь немногим меньше скорости расходования  $U^{235}$ , он называется конвертером (или бридером). Конверсия такого рода может оказаться очень полезной для накопления запасов ядерного горючего, особенно если скорость накопления нового вида топлива превышает скорость расходования урана. В этом случае весь процесс называют размножением. Реактор может служить размножителем только в том случае, если  $\eta$ , число нейтронов, которое образуется при поглощении одного нейтрона расщепляющимся материалом, превышает два: один нейтрон необходим для поддержания цепной реакции и по крайней мере еще один (реально несколько больше 1) должен обеспечивать накопление нового расщепляющегося материала. Значения  $\eta$  для наиболее важных расщепляющихся материалов —  $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$  и  $U^{233}$  — приведены в табл. 28 для быстрых и тепловых ( $v = 2,2 \cdot 10^5$  см/сек) нейтронов. Там же указаны значения  $\nu$  (среднее число нейтронов, испускаемое при делении),  $\sigma_f$  (сечение реакции деления),  $\sigma_c$  сечение  $(n, \gamma)$ -реакции и отношение  $\alpha = \sigma_c/\sigma_f$ . Как следует из данных табл. 28,  $\eta$  всегда заметно меньше, чем  $\nu$ , так как для всех трех расщепляющихся изотопов характерны довольно значительные сечения радиационного захвата нейтронов [по реакции  $(n, \gamma)$ ], особенно

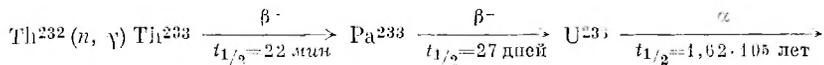
Таблица 28

Некоторые характеристики расщепляющихся материалов <sup>3)</sup>

Характеристика	U <sup>235</sup>		Pu <sup>239</sup>		U <sup>233</sup>	
	Нейтроны		Нейтроны		Нейтроны	
	тепловые	быстрые	тепловые	быстрые	тепловые	быстрые
$\sigma_f$ , бари	577±5	1,44	742±4	1,78	525±4	2,20
$\sigma_c$ , бари	101±5	0,22	286±4	0,15	53±2	0,15
$\alpha = \sigma_c/\sigma_f$	0,18±0,01	0,15	0,39±0,03	0,086	0,101±0,004	0,068
$\nu$	2,44±0,02	2,52	2,89±0,03	2,98	2,51±0,02	2,59
$\eta = \nu/(1+\alpha)$	2,07±0,01	2,18	2,08±0,02	2,74	2,28±0,02	2,42

<sup>3)</sup> Тепловые нейтроны имеют скорость  $v = 2200$  м/сек. Данные для быстрых нейтронов получены усреднением по типичному спектру нейтронов ядерного реактора.

для нейтронов с тепловыми энергиями. Значения  $\eta$  при делении U<sup>235</sup> и Pu<sup>239</sup> тепловыми нейтронами превосходят величину 2 столь незначительно, что ни один реактор на этом горючем практически не может служить размножителем, поскольку невозможно свести к нулю потери нейтронов за счет поглощения в других материалах, резонансного поглощения и утечки через стенки. Для U<sup>233</sup> ( $\eta = 2,28$ ) возможность размножения на тепловых нейтронах, очевидно, существует. Этот изотоп может быть получен из тория в ходе ряда последовательных превращений, аналогичных имеющим место при образовании Pu<sup>239</sup> и U<sup>238</sup>.



К числу систем ядерное топливо — замедлитель, для которых возможно осуществление процесса размножения на тепловых нейтронах (на основе U<sup>233</sup>), относятся раствор уранилсульфата в тяжелой воде и раствор урана в жидком висмуте с графитовым замедлителем. В этом случае активную зону следует окружать «зоной воспроизводства», содержащей торий в соответствующей химической форме. Было действительно построено несколько опытных реакторов-размножителей для испытания системы с однородным водным раствором, однако проблемы коррозии контейнера и неустойчивости растворов оказались настолько сложными, что размножители на тепловых нейтронах пока не представляются перспективными [3].

Значительно лучшего баланса можно достигнуть при использовании быстрых нейтронов [4]. Несмотря на то что сечения реакции деления сильно уменьшаются с увеличением энергий нейтронов (исключая резонансную область до  $\cong 100$  эв), сечения  $(n, \gamma)$ -реакции уменьшаются еще быстрее (см. табл. 28), и поэтому  $\alpha$  становится малым, а  $\eta$  приближается к значению  $\nu$  (которое практически не зависит от энергии в интересующей области). В реакторе на быстрых нейтронах возможность накопления Pu<sup>239</sup> становится вполне реальной; Pu<sup>239</sup> имеет определенные преимущества перед U<sup>233</sup>, поскольку обладает более высоким значением  $\eta$ . В настоящее время действует несколько реакторов-размножителей на быстрых нейтронах. Характеристики двух таких реакторов приведены в табл. 27.

Эти реакторы спроектированы таким образом, чтобы использовать преимущества цикла  $U^{238} - Pu^{239}$  ( $U^{238}$  может находиться в активной зоне или в зоне воспроизводства). На двух экспериментальных реакторах-размножителях EBR-I и EBR-II в Айдахо были достигнуты скорости размножения больше единицы. В Монро (Мичиган) построена энергетическая установка промышленного масштаба имени Энрико Ферми, действующая по принципу размножения на быстрых нейтронах. Расчетная электрическая мощность этого реактора составляет 90 *Мвт*, тепловая — 300 *Мвт*. Активная зона реактора, охлаждаемого жидким натрием, имеет диаметр около 75 см и высоту 80 см. Тепловыделяющие элементы из сплава молибдена и урана (обогащенного изотопом  $U^{235}$  до 25%) заключены в оболочку из циркония. В зоне воспроизводства используют обедненный уран с содержанием  $U^{235}$ , пониженным до 0,4%.

Реакторы на быстрых нейтронах обладают рядом преимуществ, но также и некоторыми недостатками по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах. При использовании быстрых нейтронов малая продолжительность жизни последних затрудняет регулирование реактора и повышает опасность эксплуатации. Малые значения сечений реакции деления на быстрых нейтронах вызывают необходимость использования в активной зоне высоких концентраций ядерного топлива, что повышает плотность тепловыделения и осложняет проблемы теплообмена. С другой стороны, выбор конструкционных материалов и компонентов сплавов расщепляющегося вещества с другими металлами для реакторов на быстрых нейтронах значительно шире вследствие того, что большинство элементов имеет довольно малые сечения захвата нейтронов в интересующем интервале энергии. Накопление «ядовитых» продуктов деления в этом случае также не имеет столь серьезного значения, как для реакторов на тепловых нейтронах.

Успешное использование процессов воспроизводства горючего в принципе позволит превратить все мировые запасы  $Th^{232}$  и  $U^{238}$  в расщепляющиеся изотопы  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ . Таким образом, имеется возможность увеличить запасы ядерного горючего (равные количеству  $U^{235}$ ) примерно в 150 раз. Однако ядерное горючее, получаемое таким методом, необходимо в каждом цикле воспроизводства по нескольку раз подвергать химической обработке для того, чтобы освободить от продуктов деления. Целесообразность практического применения реакторов для воспроизводства ядерного топлива определяется в конечном счете эффективностью химической обработки. Запасы урана и тория, которые можно было бы превратить в  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ , составляют примерно  $3 \cdot 10^7$  т. Энергия, которую можно в этом случае получить от вторичных расщепляющихся материалов, равна  $5 \cdot 10^{20}$  ккал. Мировые запасы ископаемых топлив оцениваются менее чем в  $2,5 \cdot 10^{19}$  ккал.

**Энергетические реакторы.** Применение ядерных реакторов как источников энергии для практических нужд в настоящее время уже не мечта, а реальность. К 1963 г., менее чем через 10 лет после того, как от ядерного реактора впервые удалось получить полезную мощность, во всем мире был уже введен в строй целый ряд атомных электростанций\* общей электрической мощностью около  $4 \cdot 10^3$  *Мвт*. Эта цифра пока еще мала по сравнению с общей мощностью действующих электростанций (например, в США

\* Первая в мире атомная электростанция была введена в строй в СССР 27 июня 1954 г. (Обнинск).— *Прим. ред.*

лишь 0,1%) [5]. Однако роль атомных электростанций в производстве энергии быстро возрастает и в 1980 г. она будет весьма существенна даже для такой страны, как США, где запасы природного топлива менее ограничены, чем в некоторых других странах. В настоящее время стоимость киловаттчаса атомной энергии во многих местах способна конкурировать со стоимостью обычной электроэнергии, особенно там, где заметный вклад вносит цена транспортировки ископаемого топлива [6]. Относительно низкая стоимость ядерного горючего может уравновесить необходимость значительных капитальных затрат на строительство атомных электростанций, стоимость химической переработки топлива и удаления радиоактивных отходов [6]. По мере создания более рациональных проектов атомных электростанций и постепенного истощения запасов горючих ископаемых значение ядерных источников энергии, несомненно, будет постоянно возрастать.

Для получения электроэнергии в настоящее время используют множество различных типов ядерных реакторов, причем многие проекты находятся в стадии разработки, и в будущем эта область энергетики, несомненно, получит еще большее развитие [5, 7]. Примеры некоторых важных типов реакторов «первого поколения» приведены в табл. 27. В Англии нашли наибольшее применение реакторы на природном уране с графитовым замедлителем и газовым ( $\text{CO}_2$ ) охлаждением, в то время как в Канаде используются преимущественно реакторы на природном уране и тяжелой воде. В США и СССР ряд атомных электростанций работает на обогащенном уране. Для охлаждения используют воду под давлением (реакторы PWR) или процесс кипения воды, служащей замедлителем. Пар, полученный таким образом, используют для вращения турбин (реакторы BWR)\*. Для получения электроэнергии разработан также ряд опытных образцов реакторов других типов. К ним относятся реакторы на обогащенном уране, охлаждаемые расплавленным натрием, с графитовым замедлителем (SGR), реакторы с органическим замедлителем и теплоносителем (также на обогащенном уране) (OMR) и реакторы на быстрых нейтронах, о которых уже упоминалось в связи с проблемой воспроизводства ядерного горючего.

**Использование реакторов для питания двигателей транспортных средств.** Идея о возможности использования ядерной энергии в двигателях транспортных средств высказывалась еще в период создания первых ядерных реакторов. Весьма привлекательным казалось то, что для получения энергии в ядерном реакторе требуется крайне малое количество топлива (в расчете на единицу энергии). Однако необходимость массивной защиты от излучения реактора делает отношение веса таких устройств к выделяемой энергии настолько большим, что применение ядерных двигателей для небольших машин, например автомобиля, исключается. Проведена большая подготовительная работа по созданию проектов воздушных кораблей с ядерными двигателями, однако самолет, приводимый в действие ядерным устройством, еще не построен.

Применение ядерных реакторов в качестве корабельных двигателей, напротив, оказалось весьма перспективным. Первыми атомными кораблями были подводные лодки. Практически неограниченное время работы при погружении, высокие скорости и большие промежутки между заправ-

---

\* PWR — реактор, охлаждаемый водой под давлением (Pressurized-water reactor); BWR — реактор с кипящей водой (Boiling-water reactor).

ками дают им большие преимущества по сравнению с обычными типами подводных лодок\*. В качестве ядерного топлива на этих судах используют сильно обогащенный уран в виде пластин из сплава урана с цирконием; для охлаждения применяют воду под давлением. Двигатели такого же типа применяют на авианосцах, фрегатах и крейсерах, входящих в состав военно-морского флота.

Примером торгового судна с атомным двигателем является «Саванна» — грузо-пассажирское судно водоизмещением 22 000 т. В качестве топлива для ядерного реактора тепловой мощностью 75 Мвт используется  $UO_2$  (содержание изотопа  $U^{235}$  4,2—4,6%). Охлаждение осуществляется водой под давлением. Скорость корабля составляет 24 узла, грузоподъемность — 9250 т, 60 пассажиров и 110 членов экипажа. Замена активной зоны производится один раз в три-четыре года. Атомный реактор на 16 000-тонном советском ледоколе «Ленин» работает на обогащенном уране в виде  $UO_2$ . Реактор охлаждается водой под давлением; вода используется и в качестве замедлителя. На корабле имеется три реактора тепловой мощностью по 90 Мвт (один из них является запасным). Этот мощный ледокол, спущенный на воду в 1959 г., рассчитан на продвижение по льду толщиной 2 м со скоростью 2 узла.

Наиболее обширные перспективы использования ядерных двигателей, помимо судостроения, связаны с программой освоения космоса. В настоящее время проводятся интенсивные исследования в этой области и разрабатываются проекты ядерных двигателей для ракет, поскольку такие двигатели могут сообщить ракете данного веса значительно большие скорости, чем реактивные двигатели на химическом топливе. Это обстоятельство особенно важно для межпланетных полетов, при стартах с орбит постоянных спутников.

## В. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

Опасность облучения и техника безопасности [8]. Даже в тех случаях, когда реакторы содержат достаточные количества расщепляющихся материалов для протекания ядерной реакции взрывного характера, вероятность того, что один из них взорвется подобно атомной бомбе, очень мала. Условия, необходимые для такого взрыва, очень специфичны и, как правило, не возникают случайно. Однако всегда существует возможность того, что неполадки в системах управления и блокировки могут вывести реактор из-под контроля, причем уровень мощности значительно превысит расчетный. В результате этого может произойти плавление или испарение некоторых компонентов активной зоны и, возможно, инициирование химических реакций, например горения.

Наибольшую опасность представляют накопленные в реакторе продукты деления [9]. Количество этих продуктов определяется уровнем мощности реактора и временем, в течение которого топливо находилось в реакторе, не подвергаясь химической переработке. Например, реактор, непрерывно работавший с мощностью 1000 квт в течение нескольких

\* Первая атомная подводная лодка США, «Наутилус», спущенная на воду в 1955 г., проработала в течение двух лет и прошла около 60 000 миль до первой смены горючего.

месяцев, содержит около  $10^7$  кюри продуктов деления. Если в результате какой-либо случайности реактор будет поврежден и тепловыделяющие элементы расплавятся или испарятся, то часть этих радиоактивных веществ загрязнит воздух и создаст опасность серьезных радиационных поражений в окрестностях реактора и, возможно, на расстоянии нескольких километров по направлению ветра. По этой причине некоторые реакторы заключены в воздухонепроницаемые высокопрочные строения. Перед тем как разрешить постройку ядерного реактора, всегда необходимо учитывать местоположение, метеорологические условия, численность населения в окрестностях и другие факторы, которые могут оказаться существенными в случае аварии и радиоактивного загрязнения местности. Имеются определенные правила, выполнение которых при строительстве и эксплуатации реакторов обязательно.

Очевидно, что условия работы на реакторах различных типов, так же как и возможности аварии, далеко не одинаковы, хотя каждый из них оборудован системами предупреждения, блокировки и аварийной защиты. Наиболее безопасны реакторы, обладающие определенной собственной стабильностью, главным образом благодаря отрицательному температурному коэффициенту реактивности. Расширение, вызываемое повышением температуры, во всех случаях приводит к уменьшению реактивности, но прежде чем делать вывод о величине температурного коэффициента, следует принять во внимание изменение сечений реакций деления и поглощения нейтронов и доплеровское уширение резонансных пиков при повышении температуры. Другим условием безопасности является принятие мер, обеспечивающих уменьшение  $k$  при любом изменении конфигурации активной зоны. Так, в случае утечки воды из реактора Р-2 в Саклэндская реакция остановится сама собой. С другой стороны, в реакторах некоторых типов потери воды, используемой для охлаждения активной зоны, могут приводить к увеличению  $k$ . В некоторых реакторах имеются полости, заполнение которых вследствие взрыва или, например, землетрясения может привести к увеличению  $k$  как раз в то время, когда регулирующие стержни, видимо, окажутся заклиненными. Большие резервы реактивности и значительный размер каналов в активной зоне несколько понижают безопасность реактора. При высоких уровнях мощности, а также при большой удельной мощности тепловыделяющие элементы могут стать настолько радиоактивными, что в случае потери охладителя они могут расплавиться даже после остановки реактора. Расширение или сжатие конструкционных материалов также может приводить к возможности аварии, связанной, например, с выходом из строя регулирующих стержней.

Наилучшей гарантией безопасности эксплуатации реакторов являются тщательное проектирование и создание конструкции, обеспечивающие собственную стабильность реактора, надежные системы блокировки и контроля, допускающие проверку в процессе работы, и известная осторожность при использовании или облучении новых материалов. Существуют специальные организации, которые тщательно изучают любой новый проект реактора, прежде чем выдать разрешение на его постройку. К проекту необходимо прилагать подробную записку о возможных опасностях, и в частности предусмотреть все виды несчастных случаев, их вероятные последствия и возможные меры предосторожности.

Сопоставление статистических данных показывает, что на реакторах происходит значительно меньше несчастных случаев, чем на обычных электростанциях и других промышленных предприятиях. Отмечены лишь

немногочисленные аварии, приводившие к плавлению тепловыделяющих элементов и загрязнению окружающего пространства продуктами деления. Эти случаи потребовали крупных капитальных затрат на ремонт реактора, но не вызвали очень больших опасностей для здоровья. Правда, в Айдахо в 1961 г. необъяснимое и непредусмотренное выдвигание регулирующего стержня из активной зоны реактора с кипящей водой (SL-1) привело к взрыву, стоившему жизни трем сотрудникам.

**Химические процессы** [10]. Сооружение и эксплуатация ядерных реакторов поставили множество новых химических проблем. Действительно, разработка новых проектов реакторов зависит в первую очередь от развития новых методов в химии и металлургии. Например, чистый цирконий, чрезвычайно редкий до 1950 г., стал широко применимым конструкционным материалом для реакторов на тепловых нейтронах вследствие исключительной коррозионной устойчивости, теплостойкости и крайней малости сечения захвата нейтронов. Истинная величина сечения захвата (0,18 *барн*) не могла быть определена, пока не удалось получить образцы циркония без обычной 2%-ной примеси гафния (с сечением захвата 105 *барн*). В течение примерно трех лет была разработана новая технология очистки, восстановления и выделения циркония. Можно привести множество других примеров, однако в данном разделе ограничимся рассмотрением только химических процессов переработки тепловыделяющих элементов, извлекаемых из реактора.

Любое ядерное горючее — обычный уран,  $U^{235}$ ,  $U^{233}$  или  $Pu^{239}$  — не может оставаться в реакторе до полного истощения всего делящегося материала. Помимо того что количество топлива уменьшается, в нем накапливаются «отравляющие» реактор продукты деления, которые сильно поглощают нейтроны; для некоторых типов реакторов еще более существенным обстоятельством является механическое разрушение тепловыделяющих элементов (особенно в тех случаях, когда они изготовлены из металла), приводящее к уменьшению их устойчивости и способности к теплоотдаче. Допустимая степень «выгорания» ядерного горючего составляет от 1 до 40%. Отработанные тепловыделяющие элементы необходимо удалять из реактора. Если они подвергаются регенерации, их выдерживают в течение нескольких месяцев для уменьшения радиоактивности, затем растворяют, подвергают очистке, удаляют продукты деления, снова переводят в нужное химическое соединение (металл, окись, сплав) и придают требуемую форму. Вторичное ядерное топливо, получаемое при ядерных реакциях, например  $Pu^{239}$  из урана, также отделяют с помощью химической обработки.

Требования, предъявляемые к технологии химических и металлургических процессов, очень строги. Потери расщепляющихся материалов должны быть крайне малы. Действительно, если, например, в одном цикле выгорание составляет 1% и эффективность процесса регенерации после каждого цикла равна 99,9%, то 10% общего количества ядерного топлива будет потеряно, прежде чем оно полностью израсходуется при реакции деления. Радиоактивность продуктов деления настолько велика, что все начальные стадии процессов переработки должны проводиться при дистанционном наблюдении в полностью герметизированных камерах с толстыми стенами и надежной защитой. В этих условиях 99,9%-ный выход многостадийного сложного процесса практически невозможен. Таким образом, наиболее рациональным является повышение степени использования ядерного горючего в каждом цикле.

Переработка стандартного тепловыделяющего элемента начинается с того, что «горячий» стержень извлекают из реактора и помещают, как правило, в достаточно глубокий бассейн (не менее 6 м) для защиты персонала от проникающей радиации. После периода «высвечивания» тепловыделяющие элементы направляют на переработку, первым этапом которой является химическое или механическое удаление оболочки, в которую заключено горючее. Если по каким-либо причинам это не представляется целесообразным, тепловыделяющий элемент растворяют без удаления оболочки; в противном случае тепловыделяющие элементы, лишенные оболочки, растворяют отдельно. Для растворения урана, некоторых его сплавов и  $UO_2$  применяют азотную кислоту. Другие сплавы урана, в частности содержащие молибден и цирконий, растворяют с помощью других реагентов. В ходе растворения следует принимать меры предосторожности для улавливания некоторых летучих радиоактивных продуктов деления, например пода.

Последующие операции можно проводить различными методами [10, 11]. Урановое топливо, использованное ранее для производства плутония, очищают путем ряда последовательных осаджений. Однако процессы осаднения и фильтрования почти неизбежно должны проводиться в режиме периодического действия и, следовательно, не являются лучшими при дистанционном управлении. Для этого случая значительно более удобными оказались процессы разделения методом экстракции органическими растворителями в колонках с противотоком. Эти методы получили гораздо большее распространение, чем методы осаднения; в настоящее время применяется множество подобных методов и еще большее количество разрабатывается и внедряется в производство. Состав растворов ядерного горючего из различных ядерных реакторов может изменяться в весьма широких пределах; задачи химической переработки также могут быть разными. Первая стадия подавляющего большинства применяющихся процессов состоит в извлечении органическим растворителем урана, плутония и тория, если последний присутствует. При этом большая часть продуктов деления и компонентов сплава, из которого был изготовлен тепловыделяющий элемент, остается в водной фазе. Органической фазой чаще всего является раствор трибутилфосфата в некоторых органических веществах, например в керосине; в качестве экстрагентов часто используют также различные спирты, кетоны и эфиры.

Большие значения коэффициентов распределения  $U(VI)$ ,  $Pu(IV)$  и  $Pu(VI)$  между фазами применяемых смесей обеспечивают эффективное извлечение ( $> 99,9\%$ ) урана и плутония уже на первой стадии процессов. В то же время активность сопутствующих продуктов деления (порядка  $10^6$  *кюри* на тонну ядерного горючего в исходном растворе) обычно уменьшается в несколько сот раз, хотя некоторые отдельные продукты, особенно рутений, частично переходят в органическую фазу. Для последующего отделения плутония от урана также используют экстракцию органическими растворителями. Для этой цели плутоний восстанавливают до трехвалентного состояния (величина коэффициента распределения  $Pu(III)$  чрезвычайно мала) в таких условиях, когда валентность урана (VI) не изменяется. В качестве восстановителей используют  $Fe(II)$ ,  $SO_2$  или гидразин; разделение урана и плутония проводят методом противоточной экстракции. Последующие этапы очистки фракций методами экстракции или полного обмена необходимо также проводить при дистанционном управлении; дальнейшие операции возможны уже без специальной защиты от  $\gamma$ -излучения. Однако и в этом случае надо принимать меры предосторож-

ности, ибо  $\text{Pu}^{239}$  высокоокислен и является источником интенсивного  $\alpha$ -излучения.

Одна из существенных трудностей экстракционных методов разделения расщепляющихся материалов и продуктов деления связана с возможностью разложения органических соединений под действием излучения. Исходные водные растворы ядерного горючего часто содержат значительные количества  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучателей (порядка сотен кюри на литр). Поэтому, прежде чем использовать какое-либо органическое соединение в качестве экстрагента на предприятиях по переработке ядерного горючего, необходимо детально изучить его поведение в условиях контакта с излучением соответствующей интенсивности. Относительно высокая радиационная устойчивость трибутилфосфата сделала его излюбленным реагентом, используемым для экстракции при высоких уровнях радиации.

Значительно более эффективными и экономически выгодными могут оказаться методы переработки ядерного горючего, не связанные с применением водных растворов. Первоначальный этап растворения в этом случае опускают, чем в большей степени облегчается превращение нужного материала в металл или окись на последнем этапе. Разработке таких методов было посвящено значительное число исследований. Предложен, например, метод отделения урана и плутония от продуктов деления в виде летучих гексафторидов  $\text{UF}_6$  и  $\text{PuF}_6$ , а также большое число прометаллургических методов, один из которых, состоящий в очистке расплава, использовали для переработки ядерного горючего реактора EBR-II. В этом случае урановые тепловыделяющие элементы расплавляют в тиглях из окиси циркония при температуре  $1300^\circ$  в инертной атмосфере. Многие продукты деления, например инертные газы, щелочные и щелочноземельные металлы и кадмий, отгоняются; другие образуют окислы и отделяются со слоем шлака. Однако отдельные продукты деления, например благородные металлы и молибден, остаются в расплаве с ураном\*. Из этого сплава при дистанционном управлении изготавливают (с добавлением свежей порции топлива взамен выгоревшей в реакторе) новые тепловыделяющие элементы, которые возвращаются в реактор. Относительная простота этого метода и его преимущества очевидны.

При разработке методов переработки ядерного горючего в ходе эксплуатации соответствующих предприятий особое внимание следует уделять тому, чтобы ни в коем случае не допускать накопления расщепляющихся материалов в количествах, соответствующих критическим размерам. На некоторых предприятиях ежедневно перерабатываются многие тысячи литров растворов, содержащих делящиеся материалы в количестве нескольких критических масс. При непрерывных процессах нелегко создать условия, исключающие возможность распространения цепной реакции деления. (Последствия такой реакции могут быть достаточно серьезными, однако большого атомного взрыва, во всей вероятности, не произойдет.) При переработке делящихся материалов в непрерывном режиме, следовательно, необходимо соблюдение ряда мер предосторожности; в частности, надо использовать поглотители нейтронов, неблагоприятную геометрию (все емкости выполняются в виде длинных узких цилиндров) и тщательно контролировать каждую стадию процесса.

\* Сплавы урана и равновесной смеси продуктов деления, выделяемой вместе с ураном или плутонием, как оказалось, обладают достаточно хорошими механическими свойствами и используются для изготовления тепловыделяющих элементов.

**Удаление радиоактивных продуктов** [12, 13], образованных в ядерных реакторах и являющихся отходами предприятий по переработке ядерного горючего, представляет особую проблему, совершенно отличную от проблемы переработки обычных отходов промышленных производств. Радиоактивные продукты не переходят в природные вещества при разбавлении, осаждении, окислении и т. п.; можно утверждать, что в известном смысле они изменяют состав земной коры. Если бы все эти продукты можно было равномерно распределить в объеме океанов, то уровень радиоактивности повысился бы очень незначительно. Однако и такая перспектива не слишком привлекательна, если принять во внимание то обстоятельство, что в действие вводится все больше и больше реакторов и о равномерном перемешивании легче говорить, чем осуществить его на деле.

Основная масса отходов, являющихся продуктами деления, обычно в виде водных растворов, упаренных до минимального объема и доведенных до нужного значения рН, в настоящее время просто захороняется под землей в баках. Многие миллионы литров ненужных растворов уже захоронены таким способом. Этот метод нельзя признать удовлетворительным; случайное разрушение или коррозия резервуаров может привести к заражению окружающей местности и подземных вод. Однако до сих пор не разработаны безопасные и экономически выгодные методы окончательного удаления отходов, так что хранение продуктов с высокой активностью в резервуарах будет продолжаться, по-видимому, еще в течение значительного промежутка времени. Можно надеяться, что в будущем такие жидкие отходы окажется возможным переводить в твердое состояние путем спекания или замуровывания в керамику, стекла или синтетические материалы. Относительно устойчивые твердые продукты, полученные таким методом, можно сохранять глубоко под землей — в шахтах или других удобных местах.

Методы, используемые для удаления отходов, должны быть достаточно дешевыми. Стоимость простого сохранения раствора в баке оценивается в 11,6 центов на литр или больше, если для отвода тепла, выделяющегося за счет радиоактивного распада, требуются специальные устройства. Эти затраты в определенной мере понижают экономическую эффективность применения атомной энергии. При химических операциях следует, очевидно, стремиться к тому, чтобы концентрация растворов радиоактивных отходов была максимально высокой, а содержание посторонних веществ сведено к минимуму. Весьма вероятно, что некоторые из продуктов деления могут найти применение. Это вряд ли устраняет проблему хранения радиоактивных отходов, но может частично компенсировать затрачиваемые на это средства.

## Г. АТОМНАЯ БОМБА

Развитие работ по использованию атомной энергии было в значительной степени стимулировано нуждами военной техники. История так называемой атомной бомбы всем хорошо известна [14]. В этом разделе в связи с рассмотрением вопроса о возможности осуществления цепной реакции деления оставимся коротко на тех условиях, при которых она может протекать со взрывом.

**Взрывная цепная реакция.** Существуют некоторые условия, при которых цепная реакция деления приводит к интенсивному взрыву. Цепь должна развиваться на быстрых нейтронах; в противном случае время

$\tau$  между последовательными генерациями нейтронов будет определяться временем, необходимым для замедления нейтронов до тепловых энергий и равным примерно  $10^{-3}$  сек. Критическая масса при этом будет разбросана небольшим взрывом, и мощного ядерного взрыва не произойдет.

Протекание цепной реакции деления на быстрых нейтронах не требует присутствия замедлителя, так что активная зона может состоять из чистых расщепляющихся материалов,  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ . ( $U^{238}$  также может быть расщеплен нейтронами с энергиями больше  $1,1$  Мэв, однако, несмотря на то что средняя энергия нейтронов, образующихся при делении природного урана, равна примерно  $1,5$  Мэв, потери нейтронов, способных к данной реакции, в процессах неупругого рассеяния и радиационного захвата препятствуют протеканию цепной реакции в  $U^{238}$ .) Как и в случае реакции на тепловых нейтронах, возможность протекания цепного процесса деления на быстрых нейтронах характеризуется понятиями критического размера или критической массы расщепляющегося вещества, определяемыми допустимыми значениями утечки нейтронов через поверхность. По порядку величины критическая масса соответствует сфере радиусом  $R_{кр}$ , равным среднему свободному пробегу нейтронов до начала реакции. Средняя длина свободного пробега равна  $(n\sigma)^{-1}$ , где  $n$  — число ядер в  $1$  см<sup>3</sup>, а  $\sigma$  — нейтронное сечение в см<sup>2</sup>; тогда

$$R_{кр} \cong (n\sigma)^{-1} = \left( \frac{6 \cdot 10^{23}}{235} \rho \sigma \right)^{-1},$$

где  $\rho$  — плотность в г/см<sup>3</sup>. Критическая масса в граммах равна

$$M_{кр} \cong \frac{4\pi}{3} R_{кр}^3 \rho = \frac{4\pi}{3\rho^2} \left( \frac{235}{6 \cdot 10^{23}\sigma} \right)^3.$$

Принимая  $\rho = 19$  г/см<sup>3</sup> и предполагая, что  $\sigma \cong 2,5 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup> (геометрическое сечение), получим  $R_{кр} \cong 8$  см и  $M_{кр} \cong 40$  кг. Эта оценка, конечно, является очень грубой.

Если тело весом  $40$  кг оказывается источником энергии, равной  $8 \cdot 10^{20}$  эрг (эквивалентной взрыву  $20\ 000$  т тринитротолуола или  $1$  кг  $U^{235}$ ), и вся эта энергия является кинетической, фрагменты, образующиеся при взрыве, должны разлетаться со скоростью порядка  $2 \cdot 10^8$  см/сек. Поэтому время, необходимое для того, чтобы эти фрагменты оказались на расстоянии нескольких сантиметров друг от друга (и, следовательно, продолжительность цепной реакции), равняется примерно  $10^{-8}$  сек. За это время должна произойти вся генерация быстрых нейтронов. Можно приближенно принять, что  $\tau$  равно времени, которое необходимо нейтрону с энергией  $1$  Мэв и скоростью  $1,4 \cdot 10^9$  см/сек для преодоления расстояния, равного длине свободного пробега ( $8$  см); тогда  $\tau \cong 6 \cdot 10^{-9}$  сек. Для того чтобы возникали очень большие потоки нейтронов и выделялось огромное количество энергии, конфигурация расщепляющегося материала должна обеспечивать величину  $k$  значительно больше единицы, например  $k = 2$ , и сохраняться на протяжении времени  $t$ , определяемого уравнением (1);

$$e^{(k-1)t/\tau} = \frac{N}{N_0}.$$

Оценим величину  $N/N_0$  как произведение числа атомов в  $1$  кг  $U^{235}$ , участвующих в реакции деления  $[(1000/235) \cdot 6 \cdot 10^{23}]$ , и числа нейтронов, испущенных при делении одного ядра ( $\nu = 2,5$ ). Тогда при  $k = 2$  получаем  $e^{t/\tau} = 6 \cdot 10^{24}$  и, следовательно,  $t \cong 60\tau = 4 \cdot 10^{-7}$  сек. Конечно, создание настолько прочной оболочки, которая могла бы удержать критическую

массу в одном месте при развитии ядерного взрыва, невозможно, однако необходимо по возможности задержать разлетание фрагментов; последнему противодействуют только инерционные силы. Поэтому активная зона, содержащая расщепляющиеся материалы, обычно окружается слоем какого-либо плотного вещества, способствующим действию инерционных сил и, кроме того, отражающим нейтроны обратно в активную зону [14].

**Взрывное устройство.** Требование, предъявляемое к достаточно эффективной атомной бомбе, состоит в том, чтобы  $k$  было значительно больше единицы. Оно выполняется, если активная зона будет содержать значительно больше соответствующим образом расположенного делящегося материала, чем критическая масса. Для возникновения детонации два фрагмента, близкие по размерам к критической массе, должны быть приведены в соприкосновение, в результате чего создаются условия для ядерного взрыва. Однако если сближение отдельных частей не произойдет быстрее чем за  $4 \cdot 10^{-7}$  сек, то медленное нарастание скорости реакции приведет лишь к незначительному взрыву — хлопку. Если составные части взрывного устройства должны пройти расстояние порядка 8 см за  $4 \cdot 10^{-7}$  сек, то их относительная скорость должна составить  $\sim 2 \cdot 10^7$  см/сек. Это значение намного превосходит скорости артиллерийских снарядов (около  $10^3$  см/сек). На практике необходимых скоростей можно достигнуть, если одним из фрагментов делящегося вещества, находящегося внутри атомной бомбы, выстрелить в другой фрагмент, находящийся там же и окруженный отражателем нейтронов, и тем самым быстро соединить докритические массы. Мощный атомный взрыв произойдет при этом лишь в том случае, если до полного сближения двух фрагментов (в течение  $\sim 10^{-4}$  сек) цепная реакция не будет инципирована каким-либо случайным нейтроном. Такие блуждающие нейтроны могут возникать при спонтанном делении ( $0,7$   $1/\text{сек}$  на  $1$  кг  $U^{235}$ ) и  $(\alpha, n)$ -реакциях в примесных элементах, обладающих относительно малыми значениями  $Z$ . Если скорость возникновения таких нейтронов не превышает  $1000 \text{ сек}^{-1}$ , то вероятность хлопка при таком взрыве невелика.

Давно уже известно, что в результате детонации обычных сильно взрывчатых веществ, которым придана определенная форма, можно сфокусировать энергию на определенной массе, придавая ей тем самым чрезвычайно высокие скорости (больше чем  $10^6$  см/сек). В некоторых атомных бомбах расщепляющийся материал, разделенный на несколько частей, помещают между линзами обычного взрывчатого вещества; отдельные фрагменты соединяют взрывом, направляющим их к одному центру с очень высокой скоростью.

Рассмотрение эффектов, связанных с действием атомного оружия, не входит в задачи данной книги. Обширная информация по этому вопросу представлена в работе [15].

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Металлический уран диспергирован в тяжелой воде в количестве 0,36 г на 1 г  $D_2O$ . а) Каково значение  $k_{\infty}$  для этой смеси? б) Какое минимальное значение радиуса сферы можно считать критическим?

Ответы: а) 1,3 б) 85 см.

2. Смесь урана с тяжелой водой, описанная в упражнении 1, аналогична используемой в Кьелеровском реакторе. Каково среднее значение потока нейтронов в уране, если мощность реактора равна 100 квт?

Ответ:  $1,4 \cdot 10^{11}$   $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ .

3. Реактор подводной лодки содержит 40 кг  $U^{235}$  и работает с мощностью 50 000 *квт*. В течение какого времени количество  $U^{235}$  выгорит на 3%?

4. Оцените величину потока нейтрино (или, скорее, антинейтрино) на расстоянии 15 м от реактора, описанного в упражнении 3.

*Ответ:*  $3 \cdot 10^{11}$   $1/см^2 \cdot сек.$

5. Мощность уран-графитового реактора с водяным охладителем равна 200 000 *квт*. Активная зона реактора представляет собой куб с ребром 5,5 м. Охлаждающая вода с начальной температурой около 20° проходит через реактор со скоростью 75 600 л/мин и находится в активной зоне около 2 сек. Рассчитайте а) температуру воды на выходе из реактора; б) ее радиоактивность (в *кюри/л*) при условии, что в воде не содержалось примесей; в) радиоактивность воды через час после выхода из реактора, если в литре воды содержится 1,2 мг фосфора, 1,8 мг натрия и 0,9 мг хлора.

6. Показать, что отравление ксеноном-135 в реакторах с большими потоками нейтронов, например в реакторе MTR, достигает максимума через 10 час после остановки реактора.

7. После того как реактор проработал 2 года с мощностью 500 000 *квт*, ядерное горючее подвергли переработке, а отходы, содержащие продукты деления, направили на хранение. Вычислить активность продуктов деления (в *кюри*) после вывешивания в течение 10 лет.

8. Рассчитайте а) равновесное количество  $Ba^{140}$  в уран-графитовом реакторе мощностью 1000 *квт*, б) общее количество  $Ce^{140}$ , накопившегося в том же реакторе, если после годового периода работы реактор был остановлен на два месяца.

*Ответ:* а) 0,8 г.

9. Пользуясь уравнением (2), определите минимальное отношение атомов урана и молекул замедлителя, необходимое для протекания цепной реакции деления на тепловых нейтронах в бесконечно протяженной гомогенной среде, состоящей из а)  $U^{235}$  и  $H_2O$ ; б)  $U^{235}$  и  $D_2O$ .

*Ответ:* а) 1 : 1100.

10. Почему  $Pu^{239}$  меньше пригоден для применения в ядерной бомбе, чем  $U^{235}$ , если соединение докритических масс осуществляется при действии обычного взрывчатого вещества? Оценить максимальную концентрацию  $Pu^{240}$ , которая допустима в бомбе такого типа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K o u t s H., Nuclear Reactors, in Methods of Experimental Physics, Vol. 5B, Nuclear Physics (L. C. I. Yuan and C. S. Wu, Editors). Academic, New York, 1963, pp. 590—622.
2. «Research Reactors», Proceedings of the Second U. N. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 10, Geneva (1958).
3. E d l u n d M. C., S c h u t t P. F., The Future of Thermal Breeders, Nucleonics, 21, № 6, 76 (June 1963).
4. K o c h L. J., P a x t o n H. C., Fast Reactors, Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 457—472 (1959).
5. «Power Reactors the World Around», Nucleonics, 21, № 8, 112 (August 1963).
6. L a n e J. A., Economics of Nuclear Power, Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 473—492 (1959).
7. «Nuclear Power Plants — The Long View», Nucleonics, 21, № 6, 59—82 (June 1963).
8. H u r w i t z H., Jr., Safeguard Considerations for Nuclear Power Plants, Nucleonics, 12, № 3, 57 (March 1954).
9. M e s l e r R. B., W i d d o e s L. C., Evaluating Reactor Hazards for Airborne Fission Products, Nucleonics, 12, № 9, 39 (September 1964).
10. «Processing Irradiated Fuels and Radioactive Materials», Proceedings of the Second U. N. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 17, Geneva (1958).
11. C u l l e r F. L., Jr., B l a n c o R. E., F e r r i s L. M., N i c h o l s o n E. L., R a i n e y R. H., U l l m a n n J., Proposed Aqueous Processes for Power Reactor Fuels, Nucleonics, 20, № 8, 124 (August 1962).
12. S a d d i n g t o n K., T e m p l e t o n W. L., Disposal of Radioactive Waste, George Newnes, London, 1958.

13. «Waste Treatment and Environmental Aspects of Atomic Energy», Proceedings of the Second U. N. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 18, Geneva (1958).
14. С м и т Г., Атомная энергия для военных целей, М., Госжелдориздат, 1946.
15. United States Defense Atomic Support Agency. The Effects of Nuclear Weapons (S. Glasstone, Editor), 1962 (available at 3.0 doll. from Superintendent of Documents, U. S. Government Printing Office, Washington 25, D. C.).
- 16\*. С а h e n G., Т r e i l l e P., Nuclear Engineering, Allyn and Bacon, Boston, 1961.
- 17\*. П и л л J. F., Textbook of Reactor Physics, George Allen and Unwin, London, 1961.
- 18\*. L i v e r h a n t S. E., Elementary Introduction to Reactor Physics, Wiley, New York, 1960.
- 19\*. M a r t i n F. S., M i l e s G. L., Chemical Processing for Nuclear Fuels, Academic, New York, 1959.
- 20\*. «Research and Testing Reactors the World Around», Nucleonics, 20, № 8, 116 (August 1962).
- 21\*. С т е ф е н с о н Р., Введение в ядерную технику, М., Гостехиздат, 1956.
- 22\*. В а й н б е р г А., В и г н е р Е., Физическая теория ядерных реакторов, М., 1961.
23. К о w a r s k i L., Nucleonics, 12, No. 8, 9 (1954).

## Ядерные процессы в геологии и астрофизике

### А. ГЕО- И КОСМОХРОНОЛОГИЯ

**Радиоактивные часы.** Вскоре после открытия радиоактивности стало ясно, что процессы радиоактивного распада представляют собой своеобразные часы, изготовленные самой природой. До начала этого столетия геологи не располагали надежными методами измерения интервалов геологического времени, хотя и накопили достаточно сведений об их относительной последовательности. Возраст земли приблизительно оценивали максимум в несколько десятков миллионов лет. Новые данные о процессе радиоактивного распада, естественных радиоактивных семействах и природе  $\alpha$ -частиц способствовали созданию первых объективных методов геохронологии, которые в свою очередь радикально изменили наши представления об истории земли. Резерфорд первым высказал предположение, что  $\alpha$ -распад может приводить к накоплению гелия в минералах, содержащих уран, и что данные о содержании гелия можно использовать для измерения промежутка времени, истекшего с момента затвердевания минерала. Этот метод был впервые применен Резерфордом для определения возраста некоторых минералов. Вскоре после того, как было установлено, что свинец является конечным продуктом распада урана, начались исследования содержания свинца в урановых минералах и уже к 1907 году был сделан вполне обоснованный [1] вывод, что геологические времена следует исчислять не в десятках, а в сотнях и тысячах миллионов лет.

**Возраст минералов.** В последующие годы методы определения возраста с использованием процесса радиоактивного распада интенсивно развивались и приобретали все большее значение для изучения истории земли [2, 3]. Некоторые из наиболее важных методов измерения времени, истекшего с момента образования или затвердевания минералов, рассмотрены ниже. Как будет показано, ни один из этих методов не свободен от недостатков, и поэтому наиболее надежными оказываются данные, полученные путем сопоставления двух или большего числа независимых методов.

1. *Гелиевый метод.* В результате распада атома  $U^{238}$  и ряда последующих ядерных превращений сравнительно быстро (за время, несколько меньшее миллиона лет) образуется восемь  $\alpha$ -частиц. Ввиду того что пробеги этих частиц в плотных средах очень малы, большинство образованных атомов гелия \* задерживается в кристаллической решетке минерала. В благоприятных условиях при очень малой проницаемости минералов, некото-

---

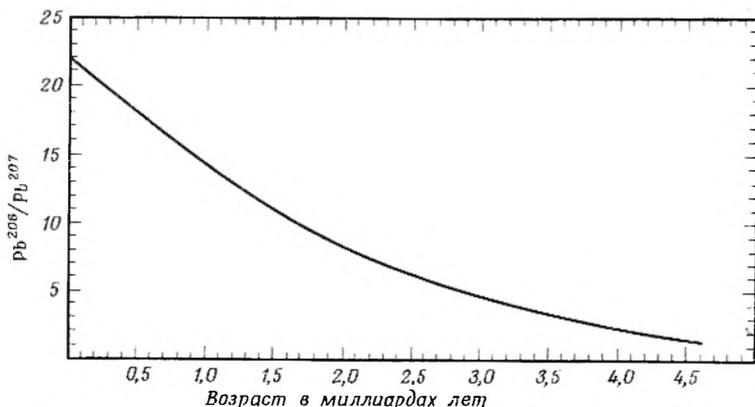
\* После замедления,  $\alpha$ -частицы, являющиеся ионами гелия, могут легко приобрести два электрона, окисляя почти любое вещество.

рых оптимальных значениях размеров отдельных кристаллов и низком содержании (давлении) гелия, обусловленном малым содержанием урана, гелий сохраняется в минерале в течение геологических периодов. В этом случае по содержанию гелия можно судить о том, какое количество урана претерпело превращение с момента образования руды. Источником гелия в рудах может являться и торий, выделяющий в конечном итоге шесть  $\alpha$ -частиц на один атом. При использовании гелиевого метода определения возраста необходимо учитывать и эту возможность. Для анализа гелия, урана и тория разработаны очень чувствительные методы, позволяющие определять в горных породах уран и торий при содержании последних менее одной части на миллион. Гелиевый метод был первым использован при исследовании возраста минералов, но область применения этого метода ограничена вследствие возможности утечки гелия из минералов за время их существования. Вообще говоря, значения возраста, установленные этим методом, являются лишь нижними пределами истинных. Однако применение гелиевого метода к анализу железных метеоритов дало величину возраста, существенно завышенные по сравнению с данными других методов. Эти результаты представлялись крайне удивительными до тех пор, пока не было установлено, что указанный метод неприменим для определения возраста объектов, попавших на землю из космического пространства. В таких объектах накапливаются дополнительные количества гелия за счет ядерных реакций скалывания, протекающих под действием быстрых частиц, входящих в космические лучи (см. ниже). Это объяснение было подтверждено данными масс-спектроскопического анализа гелия из метеоритов. Оказалось, что в этом случае примерно 20% общего количества гелия приходится на долю изотопа с массой 3, в то время как продуктом  $\alpha$ -распада является, конечно, только  $\text{He}^4$ .

2. *Свинцовый метод (отношение содержаний урана и  $\text{Pb}^{206}$  или тория и  $\text{Pb}^{208}$ )*. Стабильные изотопы свинца  $\text{Pb}^{206}$  и  $\text{Pb}^{208}$  являются конечными продуктами распада  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Th}^{232}$ . Если в минерале, содержащем уран или торий, отсутствует свинецного происхождения, то по количеству этих изотопов можно точно определить количества урана и тория, претерпевшие распад. Свинцовый метод можно считать более надежным, чем гелиевый, так как потери свинца, например путем медленной диффузии, маловероятны. Однако соотношение количеств урана и свинца или тория и свинца может измениться при выщелачивании или в результате какого-либо другого процесса. Продукты радиоактивного распада  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Th}^{232}$  (соответственно  $\text{Pb}^{206}$  и  $\text{Pb}^{208}$ ) отличаются от обычного свинца с помощью масс-спектроскопического анализа. Принято считать, что отсутствие изотопа  $\text{Pb}^{204}$  свидетельствует об отсутствии в минерале обычного свинца. Если  $\text{Pb}^{204}$  обнаруживается, следует вводить поправки на содержание нерадиоактивных  $\text{Pb}^{206}$  и  $\text{Pb}^{208}$ . Как показывает сравнение с данными других методов, более точные результаты получаются при расчете значений возраста по отношению содержаний урана и  $\text{Pb}^{206}$ , а не отношению  $\text{Th}^{232}/\text{Pb}^{208}$ . В результате таких расчетов получены значения возраста минералов, достигающие до  $\sim 3 \cdot 10^9$  лет.

3. *Отношение содержаний свинца из урана ( $\text{Pb}^{206}$ ) и свинца из актиноурана ( $\text{Pb}^{207}$ )*. Еще один метод определения возраста очень древних пород, содержащих уран, основан на определении отношения содержаний  $\text{Pb}^{206}$  и  $\text{Pb}^{207}$  — конечных продуктов распада в радиоактивных семействах урана ( $\text{U}^{238}$ ) и актиноурана ( $\text{U}^{235}$ ). Этот метод проще в экспериментальном отношении, чем метод 2. Результаты, полученные при его использовании, в меньшей степени зависят от механических и химических потерь урана и

свинца. Однако ввиду очень большого различия периодов полураспада изотопов радона в обеих цепях распада (см. рис. 1 и 3) значения возраста могут искажаться вследствие утечки радона из минералов. Помимо этого, весьма важно, чтобы минералы не содержали заметных количеств нерадиоактивного свинца (критерием и в этом случае является отсутствие  $Pb^{204}$ ). Отношение содержаний  $Pb^{206}$  и  $Pb^{207}$  позволяет оценить возраст минерала, так как скорости распада  $U^{238}$  и  $U^{235}$  различны (рис. 111). Определение этого отношения с помощью масс-спектрографического анализа позволяет устанавливать возраст минералов, образовавшихся ранее чем 500 млн.



Р и с. 111. Отношение содержаний радиогенных изотопов свинца  $Pb^{206}$  и  $Pb^{207}$  в зависимости от возраста урансодержащих минералов.

лет. Возраст ряда образцов уранинита и монацита, определенный описанным методом, составляет около  $2,6 \cdot 10^9$  лет; другие данные также свидетельствуют о том, что эти руды геологически весьма древнего происхождения. Использование этого метода показало, что с момента отвердевания почти всех исследованных образцов каменных метеоритов истекло примерно  $(4,5 \pm 0,1) \cdot 10^9$  лет.

4. *Аргоновый метод.* Этот метод основан на измерении количества аргона, образующегося в горных породах при распаде естественно-радиоактивного  $K^{40}$  ( $t_{1/2} = 1,27 \cdot 10^9$  лет), и определении отношения  $Ar^{40}/K^{40}$ . Использование этого метода осложняется, в частности, тем обстоятельством, что  $K^{40}$  распадается двумя путями: с испусканием  $\beta$ -частицы (превращаясь в  $Ca^{40}$ ) и путем захвата орбитального электрона (перехода в  $Ar^{40}$ ), причем доля распадов, приводящих к образованию  $Ar^{40}$  (около 0,110), долго не поддавалась точному определению. До самого последнего времени эта неопределенность заставляла с недоверием относиться к значениям возраста, полученным этим методом. Аргоновый метод применяли для исследования большого числа минералов, содержащих калий. Сравнение с данными других методов (например, по отношению  $Pb^{206}/Pb^{207}$ ) для тех же минералов или минералов из той же формации показало, что аргоновый метод позволяет точно определить возраст некоторых типов минералов, в особенности слюд. Значения возраста полевых шпатов, полученные этим методом, обычно занижены. Это, как полагают, объясняется утечкой аргона из этих минералов на протяжении их существования. С помощью аргонного метода было показано, что возраст некоторых минералов составляет  $2,3 \cdot 10^9$  лет. В связи с рассматриваемым вопросом интересно отметить, что аргон, находящийся в атмосфере в большом коли-

честве ( $\cong 1\%$ ) и содержащий главным образом изотоп  $\text{Ar}^{40}$ , образовался по всей вероятности, при распаде  $\text{K}^{40}$  в ранний период истории земли.

В ряде работ описано применение аргонового метода для анализа метеоритов [4]. Было показано, что значения возраста исследованных каменных метеоритов (т. е. промежутки времени, истекшие с момента отвердевания) составляют  $0,5 \cdot 10^9 - 4,5 \cdot 10^9$  лет. Некоторые заниженные значения, несомненно, обусловлены потерями аргона после затвердевания, по-видимому, в течение высокотемпературного периода существования метеорита.

5. *Отношение содержаний  $\text{Rb}^{87}$  и  $\text{Sr}^{87}$ .* Эти изотопы лучше всего анализировать масс-спектрометрически, хотя определение общего содержания рубидия можно производить и обычными аналитическими методами. Близкое совпадение результатов, полученных при использовании рубидиево-стронциевого и аргонового методов, по-видимому, свидетельствует о надежности определений возраста. Действительно, вследствие того что дочерние продукты этих пар сильно различаются по химическим свойствам, любые геохимические процессы оказали бы совершенно различное влияние на отношения содержаний  $\text{Rb}/\text{Sr}$  и  $\text{K}/\text{Ar}$ . Рубидиево-стронциевый метод определения возраста в настоящее время считается одним из наиболее надежных. Однако сравнительно недавно этому методу не придавали особого значения вследствие того, что не удавалось точно определить период полураспада  $\text{Rb}^{87}$ . В соответствии с данными рубидиево-стронциевого метода, как и многими другими, возраст наиболее древних земных пород равен  $(2,6 - 3,0) \cdot 10^9$  лет, а возраст ряда метеоритов —  $4,5 \cdot 10^9$  лет.

6. *Отношение содержаний радиогенного свинца и  $\text{Pb}^{204}$ .* Этот вариант свинцового метода применим только к таким минералам свинца, которые не содержат урана или тория. Образование при распаде урана и тория изотопов  $\text{Pb}^{206}$ ,  $\text{Pb}^{207}$  и  $\text{Pb}^{208}$  на протяжении всей истории земли постепенно изменяло изотопный состав свинца земной коры. Свинцовые руды древнего происхождения содержат меньшее количество радиогенных изотопов, чем современный свинец, и по этой причине описанный метод используют для анализа галенитов по изотопным отношениям  $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}$  и  $\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204}$ .

**Возраст Земли.** Содержание радиоактивных изотопов  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{K}^{40}$  в земной коре может дать определенную информацию о возрасте Земли. Очевидно, что эти величины не могли оставаться постоянными в течение периода времени, намного превышающего периоды полураспада указанных изотопов;  $4,5 \cdot 10^9$ ,  $7,1 \cdot 10^8$ ,  $4,4 \cdot 10^{10}$  и  $1,3 \cdot 10^9$  лет соответственно. Если предположить, что земная кора представляет собой изолированную систему, можно сделать некоторые выводы о ее возрасте, используя данные описанных методов определения возраста минералов. Соотношения между содержанием изотопов свинца в моменты времени 0 и  $t$  и современным отношением содержаний урана и свинца  $(\text{U}/\text{Pb})_t$  можно описать следующими уравнениями;

$$\left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_t - \left(\frac{\text{Pb}^{206}}{\text{Pb}^{204}}\right)_0 + \frac{(\text{U}^{238}/\text{U})_t}{(\text{Pb}^{204}/\text{Pb})_t} \left(\frac{\text{U}}{\text{Pb}}\right)_t (e^{\lambda_{238}t} - 1), \quad (1)$$

$$\left(\frac{\text{Pb}^{207}}{\text{Pb}^{204}}\right)_t - \left(\frac{\text{Pb}^{207}}{\text{Pb}^{204}}\right)_0 + \frac{(\text{U}^{235}/\text{U})_t}{(\text{Pb}^{204}/\text{Pb})_t} \left(\frac{\text{U}}{\text{Pb}}\right)_t (e^{\lambda_{235}t} - 1). \quad (2)$$

Отношение содержаний  $(\text{U}^{235}/\text{U})_t$ ,  $(\text{U}^{238}/\text{U})_t$  и  $(\text{Pb}^{204}/\text{Pb})_t$  равны соответственно 0,00720, 0,9927 и 0,0148, а соотношения  $(\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204})_t$  и  $(\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204})_t$  для обычного свинца в настоящее время составляют 16,0

и 15,3. Отношение содержаний  $(\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204})_0$  и  $(\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204})_0$  в начальный момент существования солнечной системы, конечно, точно не известно; тем не менее предположительно его можно принять равным изотопным отношениям свинца, обнаруженным для некоторых железных метеоритов (содержащих так мало урана, что количеством радиогенного свинца можно пренебречь), т. е. 9,4 и 10,3 соответственно. Поскольку постоянные распада для двух изотопов урана  $\lambda_{238}$  и  $\lambda_{235}$  известны, требуется определить две величины:  $t$  и  $(\text{U}/\text{Pb})_t$ . Решение уравнений (1) и (2) дает  $t = 4,9 \cdot 10^9$  лет. Если предположить, что первичный свинец вообще не содержал\* изотопа  $\text{Pb}^{207}$ , решение этих уравнений дает для возраста Земли величину  $5,5 \cdot 10^9$  лет. Более детальный анализ с учетом отношений  $\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204}$  и  $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}$ , полученных для целой серии метеоритов (в этом случае можно решить уравнения (1) и (2) без каких-либо допущений о величине изотопных отношений первичного свинца), позволил Паттерсону [5] точнее определить время существования Земли как изолированной системы; оно оказалось равным  $(4,55 \pm 0,07) \cdot 10^9$  лет. Предполагается, что небесные тела, из которых впоследствии образовались метеориты, возникли примерно в то же время. Различные методы определения возраста, основанные на процессах радиоактивного распада, показывают, что отвердевание вещества метеоритов произошло около  $4,5 \cdot 10^9$  лет назад, т. е. подтверждают это предположение.

Косвенные данные указывают на то, что с момента возникновения Земли как планеты (около  $4,6 \cdot 10^9$  лет назад) до образования древнейших поверхностных горных пород прошло примерно  $1,6 \cdot 10^9$  лет. Время остывания Земли от любой возможной начальной температуры до момента образования твердой земной коры оказалось бы крайне непродолжительным, если бы не существовал какой-то источник, постоянно восполнявший потери тепла. Эту роль, по всей вероятности, выполняли процессы радиоактивного распада. В настоящее время в поверхностном слое земной коры (со средней глубиной около 40 км) содержится достаточно урана, тория и калия для восполнения более чем половины среднего количества тепла, теряемого Землей, т. е. около  $10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·сек. Этот источник тепла  $(3-4) \cdot 10^9$  лет назад, несомненно, был в несколько раз больше.

Очень возможно, что Земля была образована при относительно низкой температуре [6, 7] при конденсации космической пыли. Примерно в то же самое время сгущение соседних пылевых облаков могло привести к образованию других планет, Луны и Солнца. На этой первоначальной стадии Земля и планеты, более близкие к Солнцу, по всей вероятности, практически полностью потеряли такие газообразные вещества, как He, Ne, Ar, Kr, Xe, Hg, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>. В случае Луны величина отношения поверхности к объему настолько велика, что Луна, по-видимому, никогда не находилась в расплавленном состоянии и сохранилась со времени образования как продукт первоначального процесса ассоциации космической пыли. Однако Земля, разогреваемая теплом, выделяющимся в процессах радиоактивного распада, расплавилась и находилась в таком состоянии почти  $2 \cdot 10^9$  лет. На этой стадии в центре планеты сформировалось металлическое ядро, а окиси металлов и силикаты образовали окружающую мантию. По мере распада радиоактивных изотопов, и в первую очередь  $\text{U}^{235}$  и  $\text{K}^{40}$ , планета остывала, и около  $3 \cdot 10^9$  лет назад появилась твердая земная кора.

\* Изотоп  $\text{Pb}^{206}$  в этом случае все же должен был обнаружиться, так как он образуется из  $\text{U}^{238}$  значительно медленнее, чем  $\text{Pb}^{207}$  из  $\text{U}^{235}$ .

**Продукты радиоактивного распада «вымерших» изотопов.** Все методы определения возраста, рассмотренные до настоящего момента, основаны на измерениях продуктов распада того или иного долгоживущего радиоактивного изотопа, донные существующего в природе. Было высказано предположение [2, 4], что можно получить дополнительную информацию о ранней истории Земли и солнечной системы при наличии сведений о «вымерших» изотопах, т. е. изотопах с периодами полураспада порядка  $10^7$ — $10^8$  лет, которые некогда существовали, но в настоящее время полностью распались. В этом отношении могут представлять интерес  $I^{129}$  ( $1,6 \cdot 10^7$  лет),  $U^{236}$  ( $2,4 \cdot 10^7$  лет) и  $Pu^{244}$  ( $8 \cdot 10^7$  лет).

Если бы в какой-либо системе (метеорите, горной породе и т. п.) удалось обнаружить продукты распада одного из этих вымерших радиоактивных изотопов и убедительно доказать их происхождение, это ясно показало бы, что время, протекшее между образованием элементов и изоляцией исследуемой системы, не очень велико по сравнению с периодом полураспада вымершего изотопа. Исследования изотопного состава ксенона в метеоритах, проведенные Рейнольдсом, показали, что в некоторых образцах содержатся аномально высокие количества  $Xe^{129}$  [4]. Было высказано предположение, что этот избыточный ксенон образован при распаде некогда существовавшего  $I^{129}$ . Эта гипотеза стала более обоснованной, когда было установлено, что ксенон обнаруживается в тех же фазовых структурах метеоритов, что и  $I^{127}$ . Если предположить, что содержание  $I^{127}$  и  $I^{129}$  некогда было одинаковым (что достаточно обосновано с точки зрения современной теории генезиса ядер, см. раздел Б), то по данным определения  $Xe^{129}$  можно сделать вывод, что прошло  $(0,25 \pm 0,10) \cdot 10^9$  лет между окончанием периода образования элементов и тем временем, когда создались условия для удержания ксенона веществом метеорита. Некоторая неопределенность в полученных значениях объясняется, в частности, разбросом экспериментальных данных для различных метеоритов. Помимо этого следует учитывать, что результаты таких расчетов различаются в зависимости от того, как протекали в действительности процессы синтеза ядер — практически мгновенно или на протяжении длительного интервала времени. Во всяком случае, полученные результаты, очевидно, свидетельствуют о том, что промежутки времени между генезисом ядер и образованием небесных тел в солнечной системе был достаточно коротким по сравнению со временем, истекшим с тех пор до наших дней.

**Другие природные радиоактивные изотопы.** Так называемые первичные долгоживущие радиоактивные изотопы, сохранившиеся со времени генезиса ядер и не возникающие более в ходе каких-либо новых процессов, не являются единственными радиоактивными изотопами, наблюдающимися в природе. Кроме них, следует отметить прежде всего короткоживущие дочерние продукты последовательных процессов распада первичных радиоизотопов —  $U^{238}$ ,  $U^{235}$  и  $Th^{232}$ . Некоторые из них, например ионий ( $Th^{230}$ ,  $t_{1/2} = 7,5 \cdot 10^4$  лет) и радий ( $Ra^{226}$ ,  $t_{1/2} = 1622$  годам), оказались весьма полезными для определения возраста ряда объектов, например океанических осадков [2, 8]. Свойства этих изотопов, а также радиоактивных загрязнений, искусственно внесенных в атмосферу земли при испытаниях ядерного оружия, здесь рассматриваться не будут. Общеизвестно вредное действие радиоактивных загрязнений атмосферы. Метеорологи использовали атмосферную радиоактивность для проведения некоторых научных исследований. В частности, оказалось возможным исследовать времена смешивания атмосферных течений между северным и южным

полушариями и время задерживания воздушных масс в различных вертикальных слоях атмосферы [8].

Значительно больший интерес представляют радиоактивные (и стабильные) продукты взаимодействия космических лучей с различными объектами. Следующие параграфы посвящаются краткому рассмотрению этих явлений и возможности их использования.

**Космические лучи.** Вскоре после открытия радиоактивности стало известно, что измерительные приборы, например ионизационные камеры, показывают наличие радиоактивности даже в тех случаях, когда поблизости не проводится анализа каких-либо препаратов, содержащих радиоизотопы. Этот фоновый эффект приписывали влиянию следовых количеств природных радиоактивных веществ, например урана и тория, и продуктов их распада, что в определенной мере соответствует истине. Экранирование камер толстыми слоями свинцовых поглотителей только уменьшало, но никогда полностью не устраняло указанного эффекта. Было высказано предположение, что величина наблюдаемого фонового эффекта в том случае, если он вызван присутствием радиоактивных изотопов земной поверхности, должна существенно понизиться при поднятии ионизационных камер до высоты около 1000 м или более, так как обычные  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучи сильно поглощаются слоями воздуха толщиной более  $100 \text{ г/см}^2$ . В период с 1910 по 1913 г. несколько отважных экспериментаторов поднимали измерительную аппаратуру (ионизационные камеры и электроскопы) на воздушных шарах до высоты порядка 9000 м над землей. К большому удивлению исследователей, величина фона на этой высоте оказалась примерно в 12 раз выше, чем на поверхности земли. На основании этого и ряда других экспериментов был сделан вывод, что земля постоянно подвергается воздействию приходящего извне излучения исключительной проникающей способности. Начиная с 1925 г. этот тип излучения именуют космическими лучами\*.

До наступления эры высотных ракет и искусственных спутников исследования космических лучей ограничивались земной поверхностью или по крайней мере не слишком большими высотами. В этих случаях регистрируются не первичные заряженные частицы, а почти исключительно вторичное излучение, возникающее при ядерных реакциях, вызываемых первичными частицами в верхних слоях атмосферы. Эти реакции представляют собой взаимодействия ядер при очень высоких энергиях и сопровождаются образованием большого числа мезонов (главным образом  $\pi$ -мезонов) и нуклонов, многие из которых участвуют в дальнейших ядерных пре-

---

\* Исследование космических лучей, начатое в ходе изучения вопроса о фоне детекторов радиации, дало результаты, которые способствовали разрешению первоначально поставленной проблемы. В частности, фон счетчиков удалось снизить до очень малой величины при использовании электронных схем, не регистрирующих распады, совпадающие по времени с любым из распадов в соседних счетчиках, служащих «защитой». Системы таких «защитающих» счетчиков, окружающих рабочий счетчик, почти наверняка реагируют на любую частицу или ливень космического происхождения. Величина фона счетчика длиной 20 см и диаметром 5 см, заполненного смесью аргона и этилена (20 : 1) при давлении 10,5 см рт. ст., составляет в обычных условиях около 500 *имп/мин*. Защита слоем железа толщиной 20 см понижает это значение примерно в пять раз. (Для защиты предпочитают использовать не свинец, а железо, менее загрязненное природными радиоактивными изотопами.) Существенное понижение величины этого остаточного фона возможно только при использовании исключительно толстых слоев поглотителей. Применение системы из 12 пропорциональных или гейгеровских счетчиков, окружающих рабочий счетчик и включенных по схеме анти-совпадений, позволяет понизить фон до 5 *имп/мин*.

вращениях. Значительное количество  $\mu$ -мезонов, образующихся при распаде летящих  $\pi$ -мезонов, проникает в более низкие слои атмосферы и составляет основу «жесткой компоненты» космического излучения. Эти мезоны, обладая энергиями во много миллиардов электронвольт, способны проникать через слои свинца толщиной более метра и, как было показано, регистрируются на значительных глубинах под землей или под водой. Эти частицы были подробно изучены с помощью камер Вильсона в сочетании с телескопической системой счетчиков.

«Мягкая компонента» легко поглощается несколькими сантиметрами свинца и состоит в основном из фотонов, электронов и позитронов. Она вызывает примерно 10% ионизации, обусловленной действием космических лучей на уровне моря. Эта величина резко возрастает с высотой, составляя около 75% всего излучения на уровне 3000 м. Большая часть электронов и фотонов обнаруживается в ливнях, состоящих из многих частиц общего происхождения. Электроны и фотоны с высокими энергиями образуются, по-видимому, сначала при распаде мезонов; последующее образование фотонами электронно-позитронных пар, вторичная ионизация и тормозное излучение электронов приводят к образованию целых ливней таких частиц. Эти каскады можно легко наблюдать с помощью камер Вильсона и систем счетчиков, включенных в схему совпадений. Было установлено, что отдельные ливни, вызываемые одной первичной частицей, заставляют срабатывать одновременно ряд счетчиков, удаленных на расстояния до 300 м по горизонтали. Такие интенсивные ливни иногда состоят более чем из  $10^5$  отдельных частиц с общей энергией  $10^{15}$  или  $10^{16}$  эв.

Первичное космическое излучение, попадающее в верхнюю часть земной атмосферы, состоит главным образом, если не целиком, из положительно заряженных частиц, в основном протонов. Энергетический спектр этих частиц имеет максимум при значениях 1 или 2  $Bэв$ , однако простирается до исключительно высоких энергий, по крайней мере до  $10^{18}$  эв. Компонентами первичного космического излучения являются и тяжелые ядра: на 1000 протонов приходится около 150 ядер He, около 8 ядер с атомным весом в пределах 12—16 а. е. м. и 3 или 4 более тяжелых ядра [9]. Средняя энергия, приходящаяся на один нуклон, приблизительно одинакова для всех ядер и такова же, как для протонов. Содержание отдельных видов ядер в первичном космическом излучении примерно соответствует относительной распространенности элементов во вселенной.

В задачу настоящей книги не входит рассмотрение вопроса о происхождении космических лучей. Заметим только, что большая часть космического излучения, проникающего в земную атмосферу, имеет галактическое происхождение и ускоряется до наблюдаемых энергий межзвездными магнитными полями. При солнечных вспышках интенсивность более низкоэнергетической компоненты космического излучения (главным образом с энергией меньше  $1 \cdot 10^9$  эв) значительно возрастает. Другой важной особенностью, наблюдаемой в период активности солнечных пятен, является уменьшение достигающего земли потока космических лучей галактического происхождения. Это явление, вероятно, объясняется влиянием магнитного поля Солнца [10].

**Образование радиоактивных изотопов под действием космических лучей.** Столкновения атомов самых верхних слоев земной атмосферы с первичными и вторичными космическими частицами, обладающими очень высокими энергиями, сопровождается интенсивными ядерными реакциями, приводящими к появлению большого числа нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц

и других фрагментов. В числе последних наблюдаются значительные количества ядер  $H^3$ ,  $Be^7$  и  $Be^{10}$ , которые вследствие их радиоактивности могут быть обнаружены радиохимическими методами.

Изотоп  $H^3$  образуется не только непосредственно при реакциях скальвания, но также при взаимодействии образующихся быстрых нейтронов с азотом  $N^{14}$  ( $n, H^3$ ) $C^{12}$ . Общий выход этой реакции оценивают примерно в  $0,4$   $1/см^2 \cdot сек$ , однако вследствие разбавления обычным водородом анализ трития без специального обогащения весьма затруднителен. Тщательные измерения содержания трития в поверхностных (и дождевых) водах по всему миру (до 1954 г., когда возникли серьезные осложнения, вызванные выделениями трития при испытаниях термоядерного оружия) свидетельствовали, по-видимому, о существовании стационарной концентрации  $H^3$ , величина которой была в несколько раз больше создаваемой при действии нейтронов из космических лучей и при реакции скальвания. Объяснение этого расхождения, вероятно, состоит в том, что Солнце и другие внеземные объекты могут являться дополнительными источниками трития. Непосредственным доказательством солнечного происхождения трития явилось обнаружение значительного количества последнего в оболочке искусственного спутника, находившегося на орбите во время интенсивной солнечной вспышки.

Многие нейтроны, возникающие в космических лучах, замедляются до тепловых энергий и в результате реакций  $N^{14}(n, p)C^{14}$  образуют радиоактивный углерод —  $\beta$ -излучатель с периодом полураспада 5720 лет. Среднее значение скорости образования  $C^{14}$  в атмосфере, рассчитанное по данным о космических лучах, составляет приблизительно  $2,41/сек$  на  $1$   $см^2$  земной поверхности. Время жизни  $C^{14}$  достаточно велико для равномерного перемешивания этого изотопа со всем так называемым «обменным» углеродом [8]: атмосферным  $CO_2$  (1,6% обменивающегося углерода), бикарбонатами, растворенными в океане (88,1%), углеродом живых организмов (0,8%), растворенным органическим веществом (6,8%) и гумусом (2,7%). Общее содержание углерода в упомянутых объектах оценивается в  $7,88$  г на  $1$   $см^2$  поверхности земли. Таким образом, удельная активность всего этого углерода должна составить  $2,4/7,88 = 0,30$   $распад/сек \cdot г$ , или  $18,3$   $распад/мин \cdot г$ . Значение, наблюдаемое на опыте — около  $16$   $распад/мин \cdot г$ , — находится в достаточно хорошем соответствии с предсказанным результатом. Эту величину нетрудно определить с помощью счетчика, если его фон существенно понизить при использовании защиты и схем антисовпадений.

**Радиоуглеродный метод определения возраста.** Установление того факта, что в процессе круговорота углерода в неживой природе и живых организмах активный  $C^{14}$ , образованный при действии космических лучей, равномерно распределяется между всеми углеродсодержащими веществами, позволило Либби предложить и осуществить на практике метод определения возраста материалов, содержащих углерод [11]. В настоящее время этот метод нашел чрезвычайно широкое применение. В основе этого метода лежит предположение, что интенсивность космического излучения сохраняется постоянной в течение многих тысяч лет. Исключения составляют кратковременные флуктуации, связанные, например, с повышением солнечной активности. В таком случае удельная активность  $C^{14}$  в «обменном резервуаре» должна быть также постоянной, и, следовательно, время, в течение которого данный объект уже не находился в «обменном резервуаре», можно определить по изменению отношения  $C^{14}/C$ . Анализ ряда

предметов, возраст которых был с достоверностью установлен историками, показал, что интенсивность космического излучения была примерно постоянна на протяжении последних пяти тысяч лет. В настоящее время радиоуглеродный метод широко используется в лабораториях всего мира для определения возраста таких объектов, как дерево, уголь, торф, раковины, кости, ткани, воск и т. п. Этот метод стал поистине важнейшим орудием археологов и геологов. Область применения метода, естественно, ограничивается пределом возможностей экспериментального обнаружения радиоуглерода. Удельная активность  $0,03$  *распад/мин* на  $1$  г углерода, соответствующая возрасту  $50\,000$  лет, лежит у предела возможностей измерительной техники.

Радиоуглеродный метод был использован для определения возраста археологических объектов и времени относительно недавних геологических событий. Кроме того, с его помощью были получены многие другие интересные результаты. Несколько лет назад казалась весьма загадочной причина видимого отсутствия изотопных эффектов, выражающегося в практически одинаковом отношении  $C^{14}/C^{12}$  для морских раковин и дерева. В то же время отношение  $C^{13}/C^{12}$  в морских раковинах оказалось в  $1,025$  раза выше, чем в дереве, что объясняется, по-видимому, существованием изотопного эффекта в условиях обмена между  $CO_2$  и  $HCO_3^-$ . Отношения  $C^{14}/C^{12}$  в этом случае должны были бы различаться примерно в  $1,05$  раза. Установленное экспериментально отсутствие различий в величине этого отношения для морских раковин и дерева было объяснено тем, что возраст карбонатов морских раковин составляет  $400-500$  лет (в этом случае количество  $C^{14}$  должно уменьшиться в  $1,05$  раза). Это в свою очередь означает, что среднее время пребывания растворенного углерода в поверхностном слое океанской воды примерно  $400-500$  лет.

Время пребывания углерода в атмосфере в форме  $CO_2$  можно оценить следующим образом:  $CO_2$ , образующийся при сжигании ископаемых топлив (веществ древнего происхождения, не содержащих  $C^{14}$ ), «разбавляет»  $C^{14}O_2$ , находящийся в атмосфере. К  $1950$  г. количество «мертвого»  $CO_2$ , выделенного в атмосферу при сжигании такого топлива (главным образом начиная с  $1900$  г.), составило около  $12\%$  общего содержания  $CO_2$  в современной атмосфере. Однако удельная активность углерода растений, выросших в  $1950$  г., не на  $12\%$ , а лишь на  $1,75\%$  ниже, чем для деревьев девятнадцатого столетия (с учетом радиоактивного распада). Отсюда следует, что время пребывания углерода в атмосфере значительно меньше  $50$  лет и составляет в среднем  $5-10$  лет. Обмен с океанами является, вероятно, основным механизмом удаления  $CO_2$  из атмосферы. Начиная примерно с  $1950$  г. разбавление атмосферного  $C^{14}$  «мертвой» двуокисью углерода было перекрыто противоположным эффектом: увеличением содержания  $C^{14}$  за счет реакций нейтронов, выделяющихся при испытаниях ядерного оружия. К началу шестидесятых годов удельная активность атмосферного углерода увеличилась по этой причине более чем в два раза. Это, несомненно, будет чрезвычайно сильно искажать результаты последующих работ по определению возраста радиоуглеродным методом.

Результаты определения  $C^{14}$  в годичных кольцах старых деревьев позволяют сделать вывод о существовании кратковременных (порядка нескольких лет) флуктуаций интенсивности потока космической радиации в некоторые периоды прошлых столетий, связанных, вероятно, с изменениями солнечной активности.

**Воздействие космических лучей на метеориты** [4, 12, 13]. Серьезные изменения, производимые космическими лучами на нашей планете, ограничены в основном областью атмосферы. Причина этого состоит в том, что поверхность земли надежно защищена атмосферой от первичных космических лучей, а продукты реакций частиц космического происхождения, все же образующиеся на поверхности, по всей вероятности, сравнительно быстро удаляются при выветривании. Было сделано несколько попыток использовать  $Cl^{36}$  ( $t_{1/2} = 3 \cdot 10^5$  лет), образующийся по реакции  $Cl^{35}(n, \gamma) Cl^{36}$ , для определения времени пребывания хлорсодержащих соединений на поверхности земли (например, с момента наступления оледенения); по эти методы не получили широкого распространения.

С другой стороны, в последние годы было получено много интересных результатов при исследовании реакций, вызываемых космическими лучами в метеоритах. Вследствие того что метеорит, прежде чем попасть на землю, по-видимому, длительное время проводит на межпланетной орбите, где его поверхность подвергается воздействию космического излучения, исследование продуктов реакций высокоэнергетических частиц с веществом метеорита может дать некоторые сведения об истории последнего. Для интерпретации полученных данных необходимы сведения об эффективных сечениях реакций протонов с энергиями порядка нескольких миллиардов электронвольт (гл. X, раздел В). К счастью, в большинстве случаев величины сечений и, естественно, отношения этих величин для аналогичных реакций при энергиях выше  $1 \text{ Бэ}$  почти не зависят от энергии, так что для интерпретации результатов обычно не требуется знания деталей спектра космического излучения.

При анализе различных метеоритов было идентифицировано около 25 радиоактивных изотопов с периодами полураспада от нескольких дней до миллионов лет, а также значительное количество стабильных продуктов реакций. В космическом пространстве любой радиоактивный продукт ядерной реакции в метеорите должен быть в состоянии насыщения (в единицу времени распадается столько же радиоактивных атомов, сколько и возникает) при условии, что интенсивность потока космических лучей сохраняется постоянной в течение времени, намного превышающего период полураспада. Удельные активности радиоизотопов в метеоритах обычно составляют  $10\text{--}100 \text{ распад/мин} \cdot \text{кг}$ . Сравнение отношений активностей радиоизотопов с различными периодами полураспада в недавно выпавших железных метеоритах с отношениями величин активности тех же изотопов в состоянии насыщения при получении их путем облучения железных мишеней на ускорителе может дать информацию о постоянстве интенсивности космического излучения во времени. Такое сопоставление относительных скоростей образования пар изотопов, например  $Ag^{37}$  (35 дней) —  $Ag^{39}$  (270 лет),  $Ag^{37}$  —  $Cl^{36}$  ( $3 \cdot 10^5$  лет),  $Na^{22}$  (2,6 года) —  $Al^{26}$  ( $7,4 \cdot 10^5$  лет),  $Mn^{54}$  (280 дней) —  $Mn^{53}$  ( $\approx 2 \cdot 10^6$  лет), показало, что интенсивность космического излучения практически постоянна или меняется очень слабо [12, 13]. Этот метод не дает, конечно, возможности зарегистрировать такие флуктуации интенсивности, продолжительность которых мала по сравнению с наименьшим из периодов полураспада для рассматриваемой пары изотопов.

Исходя из предположения о постоянстве интенсивности космического излучения, можно оценить время, в течение которого метеорит подвергался воздействию космических лучей. Для этого следует определить активность радиоактивного продукта реакции скальвания при насыщении и рассчитать интегральный поток по данным анализа устойчивого продукта,

накопившегося за время облучения. Наиболее достоверные данные можно, по-видимому, получить для изобарных пар, например  $\text{Cl}^{36} - \text{Ar}^{36}$ , однако были исследованы и другие пары, например  $\text{Ar}^{39} - \text{Ar}^{38}$  и даже  $\text{Cl}^{36} - \text{Ne}^{21}$ , хотя предположения о применимости экспериментально найденного отношения сечений (для одной определенной энергии бомбардирующих частиц) для случая спектра космических лучей становится все менее обоснованным по мере увеличения разницы массовых чисел изотопов. Наиболее достоверные значения времен жизни метеоритов лежат в пределах  $\tau = 2 \cdot 10^9 - 1,5 \cdot 10^9$  лет, причем можно выделить две или три типичные группы. Возраст многих каменных метеоритов составляет около  $3 \cdot 10^9$  лет, и, вообще говоря, железные метеориты намного старше, чем каменные.

Ранее отмечалось, что время, истекшее с момента отвердевания метеоритов, близко к  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Для объяснения значительно меньших времен экспозиции  $\tau$  и значительного его разброса необходимо учитывать, что метеориты в течение длительного периода своего существования были защищены от космического излучения. Таким образом, следует предположить, что метеориты образованы в результате столкновений небесных тел и их разрушения. Аналогия между составом железных и каменных метеоритов, с одной стороны, и составом внутренних областей Земли и земной коры — с другой, наводит на мысль, что по своим размерам небесные тела, из которых произошли метеориты, были ближе к планетам, чем к Луне, и некоторое время находились в расплавленном состоянии, о чем свидетельствует дифференциация фаз. Однако время, истекшее с момента отвердевания каменных метеоритов ( $4,5 \cdot 10^9$  лет), свидетельствует о том, что эти небесные тела находились в расплавленном состоянии значительно меньшее время, чем Земля, откуда следует, что по размерам они намного уступали нашей планете. По-видимому, существовало не одно, а несколько таких тел, разрушавшихся при ряде столкновений. Имеющиеся скудные данные об орбитах метеоритов показывают, что все они очень вытянуты с афелиями между орбитами Марса и Юпитера в районе астероидов. Последние, как и метеориты, вероятно, являются фрагментами некогда существовавших планет. Изучение наведенной радиоактивности метеоритов позволяет получить и некоторые другие сведения, в частности определить количество вещества, удаленного с поверхности метеорита при прохождении атмосферы, и продолжительность пребывания его на земной поверхности. Для ознакомления с этими проблемами следует обратиться к работам [4, 13].

## Б. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

Излучения звезд, продолжающиеся в течение нескольких миллиардов лет, уносят в пространство огромные количества энергии. Химические реакции, очевидно, не могут являться источниками этой энергии \*. Несмотря на то что в ряде случаев важную роль может играть гравитационная энергия сжатия, в настоящее время общепризнано, что большинство звезд черпает энергию, которую они излучают, из экзотермических ядерных реакций, протекающих в их глубинах. Эти реакции являются не только источниками огромных количеств энергии, излучаемой звездами, но

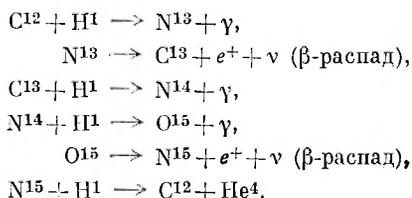
\* Энергия, освобождаемая при химических реакциях, составляет  $10^{13}$  эрг/г (по сравнению с  $\approx 10^{19}$  эрг/г для ядерных реакций). Таким образом, Солнце, излучающее  $4 \cdot 10^{33}$  эрг/сек, в том случае, если бы источником его энергии были химические реакции, должно было бы расходовать около  $10^{20}$  г/сек. Масса Солнца равна  $2 \cdot 10^{33}$  г.

вызывают также постоянное изменение элементарного и изотопного состава материи во вселенной. Изучение такого рода процессов может пролить свет на причины различной распространенности разных элементов в солнечной системе [14]. Прежде чем перейти к анализу отдельных реакций, которые, как полагают, являются источниками энергии звезд, рассмотрим коротко, чем различаются разные типы звезд.

**Характеристики звезд.** Астрономические наблюдения показывают, что свойства звезд изменяются в очень широких пределах. Известные значения звездных масс различаются примерно в 100 раз, а температуры их поверхности, измеренные методом спектрального анализа, — в 25 раз. Абсолютные светимости, величины которых обусловлены только поверхностной температурой и площадью, изменяются в пределах примерно от  $10^{-4}$  до  $10^4$  от величины светимости Солнца. Несмотря на такое разнообразие свойств, звезды определенным образом классифицируют. В основной последовательности звезд, включающей Солнце, светимость является определенной функцией температуры поверхности. Эти звезды, вероятно, имеют одинаковую структуру и различаются только размерами. Более холодные звезды, светимость которых не соответствует главной последовательности, называются *красными гигантами*. *Белые карлики* характеризуются меньшими светимостями по сравнению со звездами главной последовательности при той же температуре поверхности и, следовательно, должны иметь меньшие размеры. Кроме этих типов звезд, известны еще *переменные звезды*, *сверхгиганты*, редкие *сверхновые* и т. д.

Рассмотрим Солнце как представителя главной последовательности звезд. Его масса —  $2,0 \cdot 10^{33}$  г, средняя плотность —  $1,4$  г/см<sup>3</sup>. Температура на его поверхности составляет 6000 °К, предположительное значение температуры в центральной части — 15 000 000 °К, скорость потерь энергии —  $4,0 \cdot 10^{33}$  эрг/сек. В Солнце, как полагают, содержится приблизительно 80% водорода, 20% гелия, около 1% углерода, азота и кислорода и еще меньшие количества всех других элементов. Весьма важный, однако нерешенный вопрос состоит в том, насколько равномерно распределяются эти элементы в результате перемешивания между поверхностными и внутренними областями.

**Азотно-углеродный цикл.** Источником солнечной энергии, несомненно, являются ядерные реакции. При 15 000 000 °К средняя кинетическая энергия движения составляет около  $kT = 1,3$  кэв, что значительно меньше высоты кулоновского барьера, окружающего любые ядра. Тем не менее редкие столкновения легких ядер с энергиями, значительно превышающими средние значения (в «хвосте» максвелловского распределения), могут приводить к осуществлению ядерных реакций, хотя и с очень малыми выходами. В 1938 г. Бете впервые высказал мысль, что источником солнечной энергии может являться следующая последовательность реакций [15]:

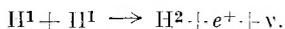


Суммарным результатом цикла является превращение четырех протонов в одно ядро гелия, не считая выделяющихся позитронов (которые аннигилируют с двумя электронами), и нейтрино. Полная энергия, выделяющаяся при образовании одного атома гелия, составляет около  $26 \text{ Мэв}$ , из которых на долю нейтрино приходится лишь 2%. Углерод служит только «катализатором», входя в стадию, определяющую скорость процесса, и впоследствии регенерируется. Расчет скорости суммарной реакции, основанный на экстраполяции сечений реакций к «тепловой» области, дает в качестве лучшего приближения для величины выделяющейся энергии

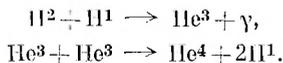
$$700\rho[\text{H}][\text{C}]\left(\frac{T}{15 \cdot 10^6}\right)^{20} \text{ эрг/г}\cdot\text{сек},$$

где  $\rho$  — плотность реагирующего вещества в  $\text{г/см}^3$ ,  $[\text{H}]$  — весовая концентрация водорода и  $[\text{C}]$  — весовая концентрация углерода и азота. Вследствие того что скорость этих реакций очень сильно зависит от температуры, предложенный механизм может иметь место только в наиболее горячих областях солнечных недр.

**Протон-протонная реакция.** В 1952 г. Залпетер обратил внимание на возможность другой последовательности ядерных реакций, кажущейся более правдоподобной в свете новых представлений о правилах отбора при  $\beta$ -распаде [16]. Величина кулоновского барьера, препятствующего взаимодействию атомных ядер, несомненно, имеет наименьшую величину при реакции между двумя протонами. Однако, поскольку  $\text{He}^2$  существовать не может, процесс должен сопровождаться относительно медленным  $\beta$ -распадом при столкновении:



После этой стадии несколько сравнительно быстрых реакций завершают цикл, состоящий, по существу, в превращении четырех протонов в ядро гелия:



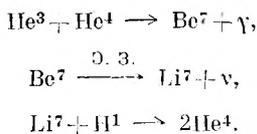
Согласно расчетам, скорость энерговыделения равна

$$0,50\rho[\text{H}]^2\left(\frac{T}{15 \cdot 10^6}\right)^4 \text{ эрг/г}\cdot\text{сек}.$$

Наиболее достоверные из имеющихся в настоящее время данных указывают на то, что в самой центральной части Солнца наиболее быстрой реакцией является углеродно-азотный цикл. В большей части внутреннего объема Солнца, поддерживающейся при несколько более низких температурах, основную роль играет протон-протонная реакция, что связано с меньшей температурной зависимостью этого цикла. Те звезды главной последовательности, которые меньше и холоднее Солнца, по-видимому, черпают тепло непосредственно из этой протон-протонной реакции; в звездах более крупных, чем Солнце, основное количество энергии скорее поставляют процессы, катализируемые углеродом.

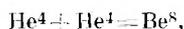
Исследования реакций легких ядер в лабораторных условиях позволяют выяснить чрезвычайно важные детали последовательных реакций в недрах звезд. Однако достижение заметных скоростей протекания процесса возможно лишь при проведении эксперимента при энергиях, намного превышающих характерные для реакций в звездах. По этой причине реальные значения сечений реакции приходится определять путем экстра-

полюдия. На основании лабораторных опытов был сделан вывод, что в протон-протонной реакции могут оказаться важными некоторые побочные процессы [17], например следующая последовательность реакций, играющая, по-видимому, важную роль при  $T > 1,3 \cdot 10^7$  °К:



Эволюция звезд [14, 17, 18]. Из экспериментальных данных, так же как и из теоретических соображений, следует, что скорость выгорания водорода в звездах главной последовательности в большой степени зависит от размеров последних. Запас водорода на Солнце достаточен для того, чтобы наблюдаемая в настоящее время мощность излучения сохранялась в течение нескольких миллиардов лет (а как известно, Солнце уже существует несколько миллиардов лет). Однако самые большие звезды начала главной последовательности расходуют водород со скоростью, которая истощила бы их запасы в течение  $10^6$  лет. Отсюда с очевидностью следует, что звезды, находящиеся в нашей Галактике (и других), должны иметь различный возраст и что энерговыделение звезд за счет превращения водорода не может продолжаться бесконечно.

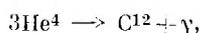
В центральной области звезды, израсходовавшей большую часть своего водорода, с течением времени образуются значительные запасы гелия. Приближенные расчеты показывают, что в этом случае ядро звезды начинает уплотняться, а водородсодержащая оболочка заметно расширяться. В результате значительного увеличения и охлаждения поверхности звезда покидает главную последовательность и становится красным гигантом. В то же время гравитационное сжатие во внутренних областях звезды повышает плотность вещества и температуру, так что становится возможной реакция между ядрами гелия. Когда достигаются плотности порядка  $\sim 10^5$  г/см<sup>3</sup> и температура около  $10^8$  °К, делается возможной реакция



которая создает заметную стационарную концентрацию  $\text{Be}^8$  (около  $10^{-9}$  атомов  $\text{Be}^8$  на атом  $\text{He}^4$ ), несмотря на короткое время жизни этого изотопа ( $\cong 10^{-16}$  сек). Этой концентрации достаточно для того, чтобы с заметной скоростью протекала реакция



Другими словами, становится существенной реакция выгорания гелия

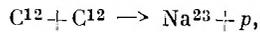


которая, возможно, является важным источником энергии для красных гигантов. После накопления достаточно большой концентрации  $\text{C}^{12}$  расходование гелия может идти и по другому пути:



С течением времени (за период порядка  $10^7$ — $10^8$  лет) большая часть гелия в центральной части звезды будет израсходована, и тогда возможно дальнейшее сжатие и повышение температуры, причем детали процесса

эволюции зависят от размеров звезд. При этом создаются условия ( $T \gtrsim 6 \cdot 10^8$  °К) для протекания углерод-углеродных реакций, например



а также реакции  $C^{12} + O^{16}$ ; при более высоких температурах, вероятно, образуются кремний, фосфор и сера. Выше  $\cong 10^9$  °К становятся возможными ( $\gamma, \alpha$ )-реакции для таких ядер, как  $Ne^{20}$  и  $S^{32}$ , в которых  $\alpha$ -частицы связаны относительно непрочно. Значение этих реакций состоит в том, что они дают  $\alpha$ -частицы с энергиями, значительно превышающими энергии «теплого»  $He^4$  даже при  $10^9$  °К. При столкновении таких  $\alpha$ -частиц с ядрами  $Ne^{20}$  происходит реакция  $Ne^{20}(\alpha, \gamma)Mg^{24}$ , которая, как полагают, за многие тысячи лет приводит к накоплению  $Mg^{24}$ . По современным представлениям, ( $\alpha, \gamma$ )-реакции, по-видимому, приводят также к образованию изотопов  $Si^{28}$ ,  $S^{32}$ ,  $Ar^{36}$ ,  $Ca^{40}$ ,  $Ca^{44}$  и  $Ti^{48}$  (во все уменьшающихся количествах). Каковы бы ни были детали этих реакций, очевидно, что при экзотермических реакциях слияния не могут возникать ядра элементов, расположенных дальше максимума на кривой энергии связи в районе железа.

**Распространенность элементов и изотопов.** Прежде чем приступить к выяснению путей дальнейших превращений вещества в глубинах звезд, рассмотрим коротко современные данные о распространенности элементов и их изотопов в солнечной системе и других частях вселенной. Основные сведения можно сформулировать следующим образом:

1. Изотопный состав всех элементов в объектах земного происхождения и метеоритах не зависит от источника \* (исключая объекты, содержащие продукты процессов радиоактивных превращений, см. раздел А).

2. Относительная распространенность элементов в солнечной системе достаточно хорошо изучена путем прямого химического анализа образцов земного происхождения и метеоритов и спектрального анализа Солнца и подтверждается результатами геологических исследований и данными о плотности планет (см., например, [19]). Типичные результаты этих исследований представлены на рис. 112 в виде графика. Наиболее важными характеристиками полученной зависимости следует считать почти экспоненциальное уменьшение распространенностей до  $Z \cong 35$ , практически одинаковые распространенности элементов с  $Z > 35$ , повышенное содержание железа и никеля, очень малые количества Li, Be и В и общую тенденцию к чередованию значений распространенности для элементов с четными и нечетными  $Z$ .

3. Рассмотрение относительных распространенностей индивидуальных изотопов позволяет обнаружить и другие систематические зависимости. (Непосредственное изучение распространенностей оказалось возможным главным образом для земных и метеоритных материалов.) Обращает на себя внимание то обстоятельство, что относительные распространенности изотопов индивидуальных элементов с четными  $Z$ , вообще говоря, разли-

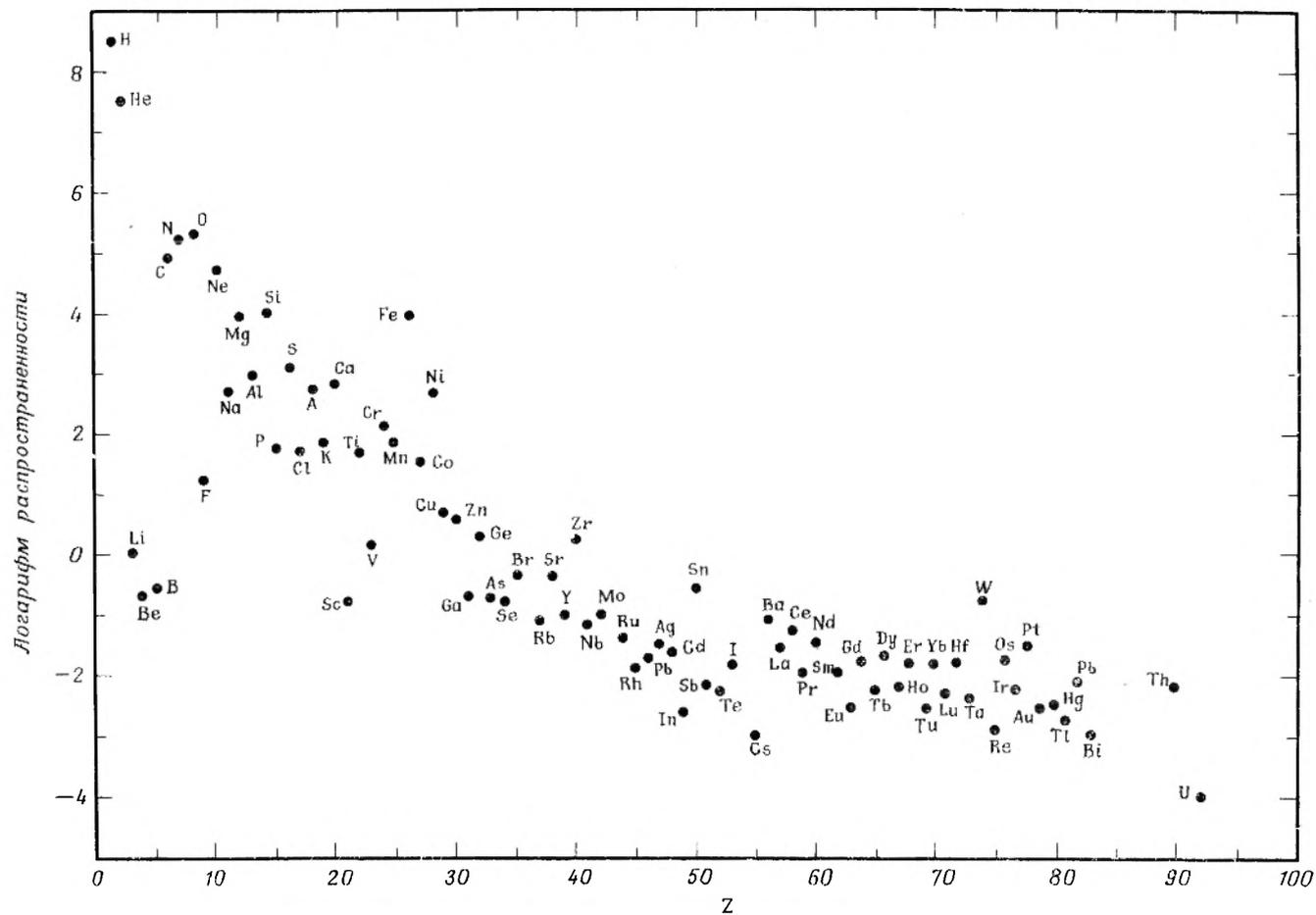
\* Небольшие флуктуации изотопного состава для некоторых легких элементов, таких, как водород, углерод и кислород, можно объяснить фракционированием изотопов при химических реакциях (см. гл. VII, раздел В).

чаются в группах легких и тяжелых элементов. Для легких элементов самым распространенным изотопом обычно является самый легкий. В группе тяжелых элементов наблюдается обратная зависимость. Для всех элементов с четным  $Z$  при  $Z > 33$  самый легкий изотоп обычно редок, а самый тяжелый присутствует в значительных количествах.

4. Распространенности элементов в солнечной системе ни в коей мере не характерны для всей вселенной или даже для нашей Галактики, как первоначально предполагалось. К настоящему времени спектроскопическими исследованиями твердо установлено, что звезды нашей Галактики сильно различаются по составу [17]. Распространенности тяжелых элементов ( $Z \geq 6$ ), отнесенные к водороду, для некоторых звезд в несколько сотен или даже тысяч раз ниже, чем для Солнца. По другим данным, эти звезды являются, однако, очень древними, образованными  $(10-20) \cdot 10^9$  лет назад. Были обнаружены также звезды с аномально большим содержанием тяжелых элементов; по скорости выгорания водорода в некоторых из них можно сделать вывод о том, что они образовались сравнительно недавно. Известны звезды, для которых отношения распространенностей изотопов  $\text{He}/\text{H}$  составляют несколько сотен, а отношение  $\text{C}/\text{H}$  — около 10. В некоторых случаях обнаружены даже аномальные отношения распространенностей изотопов одного элемента, например  $\text{He}^3/\text{He}^4 \cong 5$  и  $\text{C}^{12}/\text{C}^{13} \cong 4$  (по интенсивности полосатых спектров и сдвигам спектральных линий звезд). Отметим, наконец, что в спектре некоторых звезд были обнаружены линии неустойчивого элемента технеция (период полураспада наиболее долгоживущего изотопа  $\text{Tc}^{97}$  равен  $2,6 \cdot 10^6$  лет).

**О синтезе атомных ядер в дозвездных формациях.** Данные о распространенности элементов и изотопов, кратко изложенные в предыдущем параграфе, а также приведенные ранее сведения о хронологии солнечной системы показывают, что современное распределение относительных распространенностей элементов, по-видимому, установилось до дифференциации Солнца и планет примерно  $5 \cdot 10^9$  лет назад и с тех пор оставалось постоянным, если не принимать во внимание некоторых изменений, обусловленных превращением водорода в гелий на Солнце и распадом радиоактивных изотопов. С другой стороны, чрезвычайно разнообразие состава различных типов звезд заставляет отвергнуть предположение о формировании изотопного состава материи нашей Галактики в ходе единого процесса. На самом деле, обнаружение в звездах технеция достаточно убедительно доказывает, что, помимо выгорания водорода и гелия и других рассмотренных выше реакций легких элементов, в глубинах звезд должны происходить процессы, которые вплоть до настоящего времени приводят к синтезу тяжелых элементов. Эти выводы, сделанные на основании данных недавних астрономических наблюдений, наносят удар по ранее широко распространенной и во многих отношениях очень привлекательной теории синтеза элементов путем последовательного захвата нейтронов на самых ранних стадиях (примерно в течение первого часа) существования расширяющейся вселенной.

Так называемая теория «большого взрыва» [20], впервые выдвинутая Гамовым, получила серьезную поддержку, когда было обнаружено близкое соответствие между возрастом элементов солнечной системы и тем моментом, когда все галактики соответственно их современной скорости («красному» смещению спектральных линий) начали, как предполагалось, разлетаться от некоего общего исходного центра ( $\cong 5 \cdot 10^9$  лет назад). Весьма существенной представлялась также зависимость сечений реакций



Р и с. 112. Распространенность элементов в космическом пространстве. На ординате отложен логарифм числа атомов каждого элемента на 10 000 атомов кремния. [Приведены данные Гольдшмидта и некоторые результаты работ Юри и Брауна; см. Phys. Rev., 88, 248 (1952).]

захвата быстрых нейтронов от атомного номера\*: наблюдаемые значения возрастают почти экспоненциально до  $Z \cong 35$  и затем остаются примерно постоянными при более высоких  $Z$ , представляя как бы зеркальное отражение кривой распространенности элементов (рис. 112). На основании этого казалось весьма заманчивым постулировать, что вся вселенная около  $5 \cdot 10^9$  лет назад представляла собой некую первичную материю («илем»), состоящую из нейтронов (при очень высокой температуре и плотности), погруженных в поле электромагнитного излучения, плотность которого была еще выше плотности вещества. По этой теории распад нейтронов на протоны и электроны, расширение и остывание «илема» вызвали появление всей периодической системы элементов, главным образом путем последовательных реакций захвата нейтронов. Этот процесс продолжался около часа, т. е. до тех пор, пока большая часть нейтронов не претерпела распад и не произошло значительное понижение температуры и плотности. Некоторые изменения элементарного состава, конечно, имели бы место и после этого периода, так как первично образованные ядра должны были оказаться неустойчивыми по отношению к  $\beta^-$ -распаду вследствие избытка нейтронов. Эти представления хорошо объясняют преобладание у тяжелых элементов изотопов с большими массовыми числами.

Однако эта теория испытывает, помимо указанных выше, и другие серьезные затруднения. Так, оказалось, весьма затруднительным предложить механизм синтеза элементов с массовыми числами, большими 5 и 8. Помимо этого, уточнение масштабов астрономических расстояний показало, что время разбегания галактик составляет не  $(5-6) \cdot 10^9$  лет, а примерно вдвое больше, что не соответствует возрасту элементов в солнечной системе\*\*.

**Синтез тяжелых атомных ядер в звездах.** По-видимому, нельзя полностью игнорировать процессы образования элементов, происходящие при быстром расширении дозвездного вещества. Однако в настоящее время наиболее распространенным является представление о том, что процессы синтеза атомных ядер происходят в глубинах звезд, и эти процессы могут объяснить большинство имеющихся данных о распространенности изотопов и эволюции звезд. Вопросы о том, конечна или бесконечна вселенная в пространстве и происходит ли непрерывное образование материи, как постулируют некоторые астрофизики, непосредственно мало относятся к теме этой книги, хотя и являются чрезвычайно интересными.

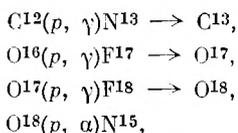
Детальное обсуждение соотношений между различными типами звезд, этапов их эволюции и реакций, которые протекают в них, невозможно провести в рамках этой главы. Однако небезынтересно в самых общих чертах проследить эволюцию звезд несколько дальше того момента, на котором мы остановились, и представить, как возникло существующее распределение относительных количеств изотопов в солнечной системе.

Выше уже рассматривалась в общих чертах вероятная последовательность реакций выгорания водорода, гелия, углерода и  $(\alpha, \gamma)$ -реакций в звезд-

\* Быстрые нейтроны, в нашем понимании, — это нейтроны с энергией в десятки *кэв*. Отметим, что температура  $10^8$  °К соответствует кинетической энергии «тепловых» нейтронов около 10 *кэв*.

\*\* В дополнение к данным, связанным с «вымершим»  $P^{129}$ , получены и другие веские доказательства в пользу того, что возраст элементов солнечной системы не превышает примерно  $6 \cdot 10^9$  лет. Уже этого времени достаточно, чтобы содержание урана-235 и урана-238 было вначале почти одинаковым. Исходя из систематики тяжелых элементов представляется весьма маловероятным, что распространенность  $U^{235}$  с нечетным  $A$  могла быть больше, чем  $U^{238}$ , имеющего четное число нуклонов.

дах. Для начала каждой такой реакции необходимо повышение температуры, происходящее в результате перехода гравитационной энергии в тепловую, когда запасы вещества, служившего топливом на предыдущей стадии, истощаются. Параллельно с вышеупомянутыми протекают и другие типы реакций, которые до сих пор не рассматривались. Эти процессы идут при смешивании продуктов, образованных в более горячих центральных областях звезды, например  $C^{12}$ ,  $O^{16}$ ,  $Ne^{20}$  с водородом, все еще сохранившимся в поверхностных слоях. Протекание таких реакций, как



в дополнение к уже рассмотренным хорошо объясняет характер относительной распространенности всех элементов вплоть до магния и приводит, в частности, к образованию атомных ядер, участвующих в азотно-углеродном цикле.

Как указывалось ранее, в звездах, образованных при конденсации чистого водорода, синтез элементов с  $Z$ , большим, чем у железа и никеля, невозможен. Наблюдаемое отсутствие или по крайней мере очень малая распространенность тяжелых элементов в некоторых звездах древнего происхождения согласуется с представлением о том, что они являются звездами первого поколения. Возникает вопрос, как появляются звезды, подобные нашему Солнцу, которые находятся еще на стадии выгорания водорода, но содержат и значительные количества тяжелых элементов. Предполагают, что они образованы при конденсации облаков межзвездного газа, являющегося продуктом разрушения более старых звезд. Известно, что звезды различных типов излучают материю в межзвездное пространство. Однако выброс наибольшего количества вещества наблюдается при взрывах сверхновых. Известно два типа сверхновых звезд. Сверхновые, относящиеся к так называемому типу II, характерны для звезд с низким содержанием тяжелых элементов. Интенсивность свечения таких звезд после вспышки довольно быстро спадает, и таким образом завершается судьба звезд первого поколения.

После того как значительная часть звезды превратится в элементы группы железа, реакции, протекающие с выделением энергии, более не ограничивают гравитационного сжатия. Значения плотности вещества достигают  $10^8 \text{ г/см}^3$ , а температур  $8 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ . В этих условиях устанавливается равновесие между железом (главным образом  $Fe^{56}$ ) и  $He^4$ . Относительно небольшое повышение температуры ( $\approx 0,5 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ ) может привести к почти полной диссоциации железа на гелий и нейтроны; энергия для этого процесса может поставляться только гравитационными силами. Это приводит к гигантскому взрыву, протекающему в течение долей секунды. Наружные оболочки звезды, все еще состоящие из легких элементов (H, He, C, O и т. п.), при этом быстро разогреваются, что в благоприятных условиях приводит к мощному термоядерному взрыву, сопровождающемуся выбрасыванием в межзвездное пространство огромного количества материи; это и есть вспышка сверхновой. Такие вспышки сверхновых типа II, как полагают, происходят в галактиках с частотой примерно один раз в 50 лет. Каждая из них выбрасывает в пространство массу вещества, приближающуюся к массе Солнца. Таким образом, за несколько миллиардов лет в галактике накопились значительные массы межзвездного газа, образо-

ванного из вещества, находившегося ранее в центральных областях звезд. Из этого газа в дальнейшем и образуются новые звезды второго поколения.

Для звезды второго поколения основная последовательность процессов, идущих с выделением энергии, сначала будет той же самой, что и для звезд первого поколения: вначале выгорание водорода, затем выгорание гелия и т. д. Однако присутствие всех стабильных изотопов вплоть до железа в заметных концентрациях делает возможным на стадии выгорания гелия протекание дополнительных реакций, в том числе ряда ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакций, таких, как  $C^{13}(\alpha, n)O^{16}$ ,  $O^{17}(\alpha, n)Ne^{20}$  и  $Ne^{21}(\alpha, n)Mg^{24}$ , начинающихся при температурах порядка  $10^8$  °К. Эти реакции являются источниками нейтронов, которые продолжают процесс образования элементов с  $Z$ , большим, чем у Fe, путем последовательных ( $n$ ,  $\gamma$ )-реакций, чередующихся с  $\beta^-$ -распадами. Относительные распространенности большинства \* элементов вплоть до висмута можно полуколичественно объяснить сравнительно медленными процессами последовательного захвата нейтронов, получившими наименование  $s$ -процессов. Присутствие технеция в звездах также объясняется этими реакциями. Однако вследствие относительной медленности  $s$ -процессов (примерно  $10^2$ — $10^5$  лет на стадию захвата нейтрона) они не могут провести синтез элементов дальше висмута к урану и торию из-за протекания процессов образования промежуточных короткоживущих изотопов.

Уран и торий, как полагают, образуются путем последовательного захвата нескольких нейтронов, протекающего в огромных потоках нейтронов настолько быстро, что он может успешно конкурировать с процессами  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада. Эти процессы также связаны с вспышками сверхновых. Механизм, вызывающий вспышки так называемых сверхновых типа I, до сих пор является дискуссионным. Во всяком случае, он, видимо, включает гравитационный коллапс, который является причиной термоядерного взрыва, порождающего огромные потоки нейтронов; последние в звездном веществе образуют изотопы с  $A \cong 270$  в течение нескольких секунд. Эта быстрая последовательность реакций захвата нейтронов получила наименование  $r$ -процесса.

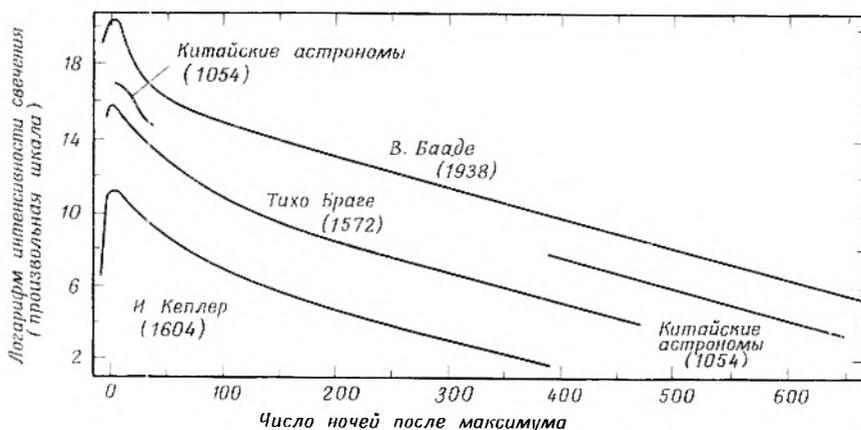
Исключительно интересным результатом в связи с этим было обнаружение в продуктах термоядерного взрыва  $Cf^{254}$ , образовавшегося из  $U^{238}$  в процессе последовательного захвата нейтронов. Этот изотоп распадается путем спонтанного деления с периодом полураспада 56 дней \*\*. Энергия, выделяющаяся при делении этого изотопа (включая энергию распада нескольких дочерних продуктов), намного превосходит энергию радиоактивного распада всех изотопов тяжелых элементов, образующихся при многократном захвате нейтронов. Эти наблюдения, по-видимому, подтверждают предполагаемое образование самых тяжелых элементов при взрывах сверхновых. Интенсивность свечения сверхновых типа I после первоначального быстрого спада в течение одного или двух месяцев в дальнейшем уменьшается с периодом полуслабления 55 дней. Эта закономерность обнару-

\* Образование некоторых изотопов, в особенности относительно бедных нейтронами и экранированных, происходит, видимо, несколькими путем, включающим ( $p$ ,  $\gamma$ )-реакции. Ввиду того что протекание таких реакций требует высоких температур ( $\sim 2 \cdot 10^9$  °К) и больших концентраций водорода, можно предположить, что они идут во внешних слоях сверхновых.

\*\* В последнее время было показано, что период полураспада  $Cf^{254}$  составляет 60 дней, что вызвало некоторые сомнения в правильности объяснения характера кривых свечения сверхновых в свете распада  $Cf^{254}$ . Тем не менее общая схема построения тяжелых элементов при вспышках сверхновых, по-видимому, соответствует действительности.

жена современными астрономами для сверхновых в других галактиках и подтверждается также данными о трех сверхновых нашей галактики, наблюдавшихся в различные исторические периоды (китайские астрономы в 1054 г., Тихо Браге в 1572 г. и Иоганн Кеплер в 1604 г.). Кривые свечения сверхновых представлены на рис. 113.

Вещество, выбрасываемое сверхновыми типа 1, смешивается с межзвездным газом, и, вероятно, снова может служить исходным материалом для образования звезд. Наше Солнце в свете этих представлений является



Р и с. 113. Кривые свечения сверхновых, наблюдавшихся В. Бааде (1938 г.), Иоганном Кеплером (1604 г.), Тихо Браге (1572 г.) и китайскими астрономами (1054 г.). Абсцисса — число ночей после максимума, ордината — логарифм интенсивности свечения в произвольных единицах. Вертикальные положения кривых произвольны. (Рисунок взят из работы [14].)

звездой третьего или более позднего поколения, образованной из продуктов, выделившихся при взрывах сверхновых, последний из которых произошел в нашей Галактике примерно  $5 \cdot 10^9$  лет назад. Через несколько сот миллионов лет после этого катаклизма (приведшего к образованию наших теперешних запасов урана и тория и несколько изменившего характер относительной распространенности элементов) началось формирование Солнца и его планетной системы.

#### УПРАЖНЕНИЯ

1. Образец океанического осадка весом 1 кг содержит 4,50 мг урана, 4,20 мг тория и  $6,0 \cdot 10^{-3}$  см<sup>3</sup> гелия (при нормальных условиях). Определить возраст осадка, исходя из предположения, что гелий сохранился в веществе полностью.

Ответ:  $2,0 \cdot 10^7$  лет.

2. Свинец, выделенный из образца уранинита, подвергли масс-спектрометрическому исследованию. Было установлено, что отношение содержаний изотопов  $Pb^{204} : Pb^{206} : Pb^{207}$  равно 1,00 : 914,7 : 92,6. Оценить возраст урановой руды.

Ответ:  $4,50 \cdot 10^9$  лет.

3. Пользуясь уравнениями (1) и (2), вывести соотношение между возрастом двух метеоритов, экспериментально определенными для них изотопными отношениями  $Pb^{207}/Pb^{204}$  и  $Pb^{206}/Pb^{204}$  и отношением содержаний  $U^{238}$  и  $U^{235}$  в данный момент. Предполагается, что изотопный состав свинца одинаков для обоих метеоритов, что с момента образования они находились в изолированной системе и имеющиеся в настоящее время отношение  $U^{238}/U^{235}$  соответствует изотопному составу современного урана

земного происхождения. Убедиться, что полученное выражение позволяет определить возраст метеорита по экспериментальным данным [5] об изотопном составе свинца для трех метеоритов:

Метеорит	206/204	207/204
Нуэво Ларедо	50,28	34,86
Модок	49,48	15,76
Каньон Дьябло	9,46	10,34

4. Используя данные гл. I и приложения Д, рассчитайте количество тепла, выделяемое на грамм обычного урана в год: а) ураном-238, б) ураном-235 (оба изотопа в вековом равновесии со всеми продуктами распада). Представьте, что уран заключен внутри массивного тела, поглощающего все  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения.

Ответ: а) 0,7 кал; б) 0,03 кал.

5. Исходя из того, что отношение весовых количеств урана, тория и калия в земной коре равно 1 : 4 :  $10^4$ , рассчитайте относительный вклад  $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$  и  $K^{40}$  в общее количество тепла, выделяемое земной корой а) в настоящее время; б)  $2 \cdot 10^9$  лет назад; в)  $4,5 \cdot 10^9$  лет назад. Для решения используйте результаты упражнения 4. Скорости выделения тепла (в кал/год на грамм элемента) для тория в равновесии с продуктами его распада и для калия равны соответственно 0,20 и  $2,6 \cdot 10^{-5}$ .

6. Для определения возраста радиоуглеродным методом используют пропорциональный счетчик объемом 6 л, заполненный чистым  $CO_2$  при давлении 3 ат. Счетчик окружен системой счетчиков, включенных по схеме антисовпадений, и толстым слоем поглотителя излучений. Измерены 3 образца  $CO_2$ : А — образец «мертвого»  $CO_2$  (возраст более 75 000 лет), полученного сжиганием угля; Б — образец, полученный сжиганием современного дерева возрастом 50 лет (определено по годичным кольцам), и образец В неизвестного возраста. Активность образцов А, Б и В равна соответственно 11808 распадам за 960 мин, 21749 распадам за 180 мин и 20583 распадам за 480 мин. При анализе особенно большое внимание следует обращать на то, чтобы в счетчик при каждом заполнении вводилось одинаковое количество вещества. Каков возраст (и стандартное отклонение этой величины) образца В? Период полураспада  $C^{14}$  принять равным 5720–415 лет.

7. На уровне моря космическая радиация создает около 2 пар ионов в сек на  $см^3$  воздуха. При больших высотах интенсивность зависит от широты места, однако для большей части территории США составляет около 10 пар ионов/сек· $см^3$  на высоте 3000 м и около 200 пар ионов/сек· $см^3$  (воздуха такого же состава, как на уровне моря) на высоте 12 000 м над уровнем моря. Оцените суточную дозу излучения в рентгенах, которую создает космическое излучение на уровне моря и на высоте 3000 и 12 000 м над уровнем моря.

8. Активность образца сравнительно недавно выпавшего железного метеорита весом 1 кг составляет для  $Si^{36}$  16 распад/мин и для  $Ar^{39}$ — 14 распад/мин. В образце содержится  $1,88 \cdot 10^{-4}$   $см^3$   $Ar^{36}$  при нормальных условиях. Данные облучения железных мишеней протонами высоких энергий свидетельствуют о том, что отношение сечений образования  $Si^{36}$ ,  $Ar^{36}$  и  $Ar^{39}$  равно 1 : 0,2 : 0,9 и практически не зависит от энергии протонов при значениях выше 400 Мэв. а) Как долго метеорит подвергался воздействию космического излучения? б) Что можно сказать о постоянстве интенсивности космического излучения во времени? в) Чем можно объяснить тот факт, что активность другого железного метеорита, содержащего примерно те же количества  $Si^{36}$  и  $Ar^{36}$ , составляет для  $Ar^{39}$  только 3,6 распад/мин·кг?

Ответ: а)  $5 \cdot 10^8$  лет.

9. При какой температуре в звездах, содержащих в 1000 раз больше водорода, чем углерода (по весу), азотно-углеродный цикл и протон-протонная реакция протекают с приблизительно равной скоростью?

Ответ:  $1,5 \cdot 10^7$  °К.

10. Энергия Солнца, поглощаемая в секунду 1  $см^2$  земной поверхности, равна 0,135 дж. С какой скоростью (г/сек) должен расходоваться водород на Солнце, чтобы обеспечить излучение с такой интенсивностью? Расстояние от Земли до Солнца равно 150 млн. км.

Ответ:  $5,9 \cdot 10^{14}$  г/сек.

11. Если источником энергии Солнца является протон-протонная реакция и выделяющиеся нейтрино поглощаются в Солнце лишь незначительно, какова величина потока нейтрино Солнца на поверхности Земли?

*Ответ:*  $6 \cdot 10^{10}$   $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ .

12. а) Если  $s$ -процесс в звездах (медленное поглощение нейтронов) начинается в смеси  $\text{Fe}^{56}$  и  $\text{Ni}^{58}$ , какие стабильные изотопы со значениями массовых чисел в интервале 56—85 могут при этом образоваться? б) Какие стабильные изотопы с массовыми числами в этом интервале образуются, по-видимому, исключительно путем  $r$ -процесса? в) Какие изотопы с теми же значениями масс не могут образоваться при нейтронном захвате обоих типов? В каких условиях можно осуществить синтез этих изотопов?

*Ответ:* б)  $\text{Zn}^{70}$ ,  $\text{Ge}^{76}$ ,  $\text{Se}^{82}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Boltwood B. B., On the Ultimate Disintegration Products of the Radioactive Elements, *Am. J. Sci.*, **23**, 77 (1907).
2. Kohman T. P., Saito N., Radioactivity in Geology and Cosmology, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **4**, 401—462 (1954).
3. Aldrich L. T., Wetherill G. W., Geochronology by Radioactive Decay, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 257—298 (1958).
4. Anders E., Meteorite Ages, *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 287—325 (1962).
5. Patterson C., Age of Meteorites and the Earth, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **10**, 230 (1961).
6. Urey H. C., The Origin and Development of the Earth and Other Terrestrial Planets, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **1**, 209 (1951).
7. Faul H. (Editor), *Nuclear Geology*, Wiley, New York, 1954.
8. Suess H. E., The Radioactivity of the Atmosphere and Hydrosphere, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 243—256 (1958).
9. Neher H. V., The Primary Cosmic Radiation, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 217—242 (1958).
10. Ney E. P., Experiments on Cosmic Rays and Related Subjects During the International Geophysical Year, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 461—488 (1960).
11. Libby W. F., *Radiocarbon Dating*, University of Chicago Press, 1955.
12. Arnold J. R., Nuclear Effects of Cosmic Rays in Meteorites, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **11**, 349—370 (1961).
13. Schaeffer O. A., Radiochemistry of Meteorites, *Ann. Rev. Phys. Chem.*, **13**, 151—170 (1962).
14. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547—650 (1957).
15. Bethe H. A., Energy Production in Stars, *Phys. Rev.*, **55**, 534 (1939).
16. Salpeter E. E., Energy Production in Stars, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 41—62 (1953).
17. Burbidge G., Nuclear Astrophysics, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **12**, 507—576 (1962).
18. Cameron A. G. W., Nuclear Astrophysics, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **8**, 299—326 (1958).
19. Suess H. E., Urey H. C., Abundances of the Elements, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 53—74 (1956).
20. Alpher R. A., Herman R. C., The Origin and Abundance Distribution of the Elements, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 1—40 (1953).

## Дополнительная литература

### К главе I

1. Мурин А. Н., Введение в радиоактивность, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1955.
2. Мухин К. Н., Введение в ядерную физику, Атомиздат, М., 1965.

### К главе II

1. Гольданский В. И., Лейкин Е. М., Превращение атомных ядер, М., 1958.
2. Мухин К. Н., Введение в ядерную физику, Атомиздат, М., 1965.
3. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Э. Сегре), ИЛ, М., 1955 (т. I, II), 1961 (т. III).
4. Хофштадтер Р., Строение ядер и нуклонов, УФН, 81, 185 (1963).
5. Уилкинсон Д., Строение ядра и физика элементарных частиц, УФН, 84, 451 (1964).
6. Вайскопф В., Проблемы ядерной структуры, УФН, 76, 153 (1962).
7. Шпольский Э. В., Атомная физика, т. III, ГИТТЛ, М., 1950.
8. Ферми Э., Ядерная физика, ИЛ, М., 1951.

### К главе IV

1. Верещинский И. В., Пикаев А. К., Введение в радиационную химию, Изд. АН СССР, М., 1963.
2. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, М., 1957.
3. Динс Дж., Винниард Дж., Радиационные эффекты в твердых телах, ИЛ, М., 1960.
4. Власов Н. А., Нейтроны, ГИТТЛ, М., 1955.

### К главе V

1. Желли Д., Черенковское излучение, ИЛ, М., 1960.
2. Долгирев Е. М., Малеев П. И., Спироренко В. В., Детекторы ядерных излучений, Судпромгиз, Ленинград, 1961.
3. Энгель А., Ионизованные газы, ГИФМЛ, М., 1959.
4. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, М., 1957.

### К главе VI

1. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, Физматгиз, М., 1959.

**К главе VII**

1. Гольданский В. И., Новые элементы в периодической системе Д. П. Менделеева, Атомиздат, М., 1964.
2. Мури́н А. И., Введение в радиоактивность, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1955.
3. Вдовенко В. М., Химия урана и трансураниевых элементов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1960.
4. Гайсинский М., Ядерная химия и ее приложения, ИЛ, М., 1961.
5. Хайд И., Симборг Г., Трансураниевые элементы, ИЛ, М., 1959.
6. Лаврухина А. К., Золотов Ю. А., Трансураниевые элементы, Изд. АН СССР, М., 1958.
7. Филатов Э. С., Механизм элементарного акта горячей реакции, Успехи химии, **34**, 1607 (1965).
8. Мури́н А. И., Богданов Р. В., Томилов С. М., Химические эффекты ядерных превращений в твердых телах, Успехи химии, **33**, 619 (1964).
9. Новая химия (сборник статей, перевод с англ. под ред. И. В. Петрянова), Изд. АН СССР, М., 1959.
10. Стáрик И. Е., Основы радиохимии, Изд. АН СССР, М.—Л., 1959.
11. Хан О., Прикладная радиохимия, ГНТИ, М.—Л., 1957.
12. Практическое руководство по радиохимии (под ред. А. П. Несмеянова), ГНТИХЛ, М., 1961.

**К главе VIII**

1. Флеров Г. И., Дюпец Е. Д., Друин В. А., Спонтанное деление и синтез далеких трансураниевых элементов, Атомная энергия, **14**, № 1, 18 (1963).
2. Русинов Л. П., Изомерия атомных ядер, УФН, **73**, 615 (1961).

**К главе IX**

1. Немировский П. Э., Современные модели атомного ядра, Атомиздат, М., 1962.
2. Мухин К. П., Введение в ядерную физику, Атомиздат, М., 1965.
3. Давыдов А. С., Форма ядра, ее деформируемость и возбужденные состояния атомных ядер, УФН, **87**, 599 (1965).
4. Гейперт-Майер М., Ядерные оболочки, УФН, **82**, 749 (1964).

**К главе X**

1. Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Остроумов В. И., Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Изд. АН СССР, М., 1962.
2. Ядерные реакции при малых и средних энергиях (сборник статей), Изд. АН СССР, М., 1962.
3. Мури́н А. И., Введение в радиоактивность, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1955.
4. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л., Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, М., 1959.
5. Халперн И., Деление ядер, Физматгиз, М., 1962.
6. Левинджер Дж., Фотоядерные реакции, ИЛ, М., 1962.
7. Шапиро И. С., Оптическая модель ядра в свете современных данных, УФН, **75**, 61 (1961).
8. Немировский П. Э., Современные модели атомного ядра, Атомиздат, М., 1960.
9. Цуккер А., Ядерные взаимодействия тяжелых ионов, УФН, **76**, 351 (1962).

**К главе XI**

1. Векслер Е. И., Ускорители заряженных частиц, Изд. АН СССР, М., 1956.
2. Ливингстон М., Ускорители, ИЛ, М., 1956.

3. Ратнер Б. С., Ускорители заряженных частиц, изд. 2-е, «Наука», М., 1966.
4. Комар Е. Г., Ускорители заряженных частиц, Атомиздат, М., 1964.

**К главе XII**

1. Мурин А. Н., Нефедов В. Д., Шведов В. П., Радиохимия и химия ядерных процессов, ГНТИХЛ, Л., 1960.

**К главе XV**

1. Лаврухина А. К., Колесов Г. М., Образование химических элементов в космических телах, Атомиздат, М., 1962.
2. Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, Физматгиз, М., 1959.
3. Франк-Каменецкий Д. А., Образование химических элементов в недрах звезд, «Знание», М., 1959.
4. Ядерная геология (перев. с англ. под ред. И. Е. Старика), ИЛ, М., 1956.
5. Лаврухина А. К., Колесов Г. М., Изотопы во вселенной, Атомиздат, М., 1965.

П Р И Л О Ж Е Н И Е А

Физические константы  
и переводные множители

Приводимые значения взяты из таблиц физических констант, рекомендованных в 1963 г. комитетом Национального исследовательского совета при Национальной Академии наук и одобренных Национальным бюро стандартов США \*. Во всех случаях, где это было необходимо, использовали шкалу атомных весов, в которой масса  $C^{12}$  равна 12 а.е.м.

Величина	Символ	Значение	Точность определения <sup>a)</sup>
Скорость света	$c$	$2,997925 \cdot 10^{10}$ см/сек	3
Постоянная Планка	$h$	$6,6256 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек	5
	$\hbar = h/2\pi$	$1,05450 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек	7
Постоянная Больцмана	$k$	$1,38054 \cdot 10^{-16}$ эрг/град	18
Заряд электрона	$e$	$4,80298 \cdot 10^{-10}$ эл. ст. ед.	20
		$1,60210 \cdot 10^{-20}$ эл. магн. ед.	7
Число Авогадро	$N$	$6,02252 \cdot 10^{23}$ моль <sup>-1</sup>	28
Число Фарадея	$F = Ne$	$9,64870 \cdot 10^4$ абс. кулон/моль	16
		$2,89261 \cdot 10^{14}$ эл. ст. ед/моль	5
Масса электрона	$m_e$	$9,1091 \cdot 10^{-28}$ г	4
		$5,48597 \cdot 10^{-4}$ а. е. м.	9
Масса нейтрона	$M_N$	$1,67482 \cdot 10^{-24}$ г	8
		$1,0086654$ а. е. м.	13
Масса атома водорода	$M_H$	$1,67343 \cdot 10^{-24}$ г	8
		$1,00782522$ а. е. м.	24
Энергия, эквивалентная 1 а. е. м.		$931,478$ Мэв	15
	массе электрона	$0,511006$ Мэв	5
	массе нейтрона	$939,550$ Мэв	15
	массе протона	$938,256$ Мэв	15
массе атома водорода		$938,767$ Мэв	15
Энергия в эргах, эквивалентная 1 эв		$1,60210 \cdot 10^{-12}$ эрг	7
Энергия в калориях, эквивалентная 1 эв		$3,8291 \cdot 10^{-20}$ кал	2

\* NBS Tech. News, 47, 175 (1963).

Продолжение

Величина	Символ	Значение	Точность определения а)
Температура, соответствующая $1 \text{ эв}$		$1,16049 \cdot 10^4 \text{ град}$	16
Длина волны фотона с энергией $1 \text{ эв}$		$1,23981 \cdot 10^{-4} \text{ см}$	4
Постоянная тонкой структуры	$e^2/\hbar c$	1/137,0388	19
Магнетон Бора	$\hbar e/2m_e$	$9,2732 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/гаусс}$	6
Ядерный магнетон		$5,0505 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/гаусс}$	4
Число секунд в сутках		86 400	
Число секунд в году		$3,1558 \cdot 10^7$	

а) Неопределенность приводимых значений рассчитывалась как утроенное стандартное отклонение результатов, полученных методом наименьших квадратов, и относится к последнему разряду каждого значения.

## Релятивистские соотношения

Рассмотрим частицу с массой покоя  $m_0$ , движущуюся со скоростью  $v$ . Если  $\beta = v/c$ , где  $c$  — скорость света, то частица имеет

$$\text{Массу} \equiv m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (1)$$

$$\text{Импульс} \equiv p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (2)$$

$$\text{Кинетическую энергию} \equiv \bar{T} = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = mc^2 - m_0 c^2, \quad (3)$$

$$\text{Полную энергию} \equiv E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (4)$$

Возводя в квадрат уравнение (1) и перегруппировывая его, получаем полезное соотношение между импульсом и полной энергией:  $m^2 c^2 - m_0^2 c^2 = m^2 v^2 = p^2$ . После деления на  $m_0^2 c^2$  имеем

$$\left( \frac{p}{m_0 c} \right)^2 = \left( \frac{mc}{m_0 c} \right)^2 - 1 = \left( \frac{mc^2}{m_0 c^2} \right)^2 - 1 = \left( \frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 - 1. \quad (5)$$

Следовательно, если импульс выражен в единицах  $m_0 c$  ( $\eta = p/m_0 c$ ), а полная энергия — в единицах  $m_0 c^2$  ( $W = E/m_0 c^2$ ), выполняется следующее соотношение:

$$\eta^2 = W^2 - 1. \quad (6)$$

Уравнение (5) после перегруппировки дает соотношение

$$E^2 = E_0^2 + p^2 c^2, \quad (7)$$

где  $E_0 = m_0 c^2$ .

Если система А движется со скоростью  $v (= \beta c)$  относительно другой системы Б, то промежуток времени  $\Delta t_A$ , измеренный в системе А, для системы Б будет иметь значение

$$\Delta t_B = \frac{\Delta t_A}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (8)$$

Для частицы с массой покоя, равной нулю (например, для фотона или нейтрино), справедливы следующие соотношения:

$$p = \frac{E}{c}, \quad (9)$$

$$E = h\nu, \quad (10)$$

где  $\nu$  — частота и  $h$  — константа Планка.

В следующей таблице приведены значения кинетической энергии электронов,  $\pi$ -мезонов и протонов при различных  $\beta$ . Для каждого  $\beta$  дается также отношение массы движения к массе покоя.

$\beta$	$m/m_0$	Кинетическая энергия, Мэв		
		электрон	$\pi$ -мезон	протон
0,10	1,005	0,00257	0,710	4,72
0,20	1,021	0,0107	2,96	19,7
0,30	1,048	0,0247	6,81	45,3
0,40	1,091	0,0465	12,8	85,5
0,50	1,155	0,0791	21,8	145
0,60	1,250	0,128	35,2	235
0,70	1,400	0,205	56,4	375
0,75	1,512	0,262	72,2	480
0,80	1,667	0,341	94,0	625
0,85	1,898	0,459	127	843
0,90	2,294	0,661	182	$1,21 \cdot 10^3$
0,95	3,203	1,13	311	$2,07 \cdot 10^3$
0,96	3,571	1,31	363	$2,41 \cdot 10^3$
0,97	4,114	1,59	439	$2,92 \cdot 10^3$
0,98	5,025	2,06	568	$3,78 \cdot 10^3$
0,99	7,089	3,11	859	$5,71 \cdot 10^3$
0,995	10,01	4,61	$1,27 \cdot 10^3$	$8,45 \cdot 10^3$
0,999	22,37	10,9	$3,01 \cdot 10^3$	$2,00 \cdot 10^4$
0,9999	70,71	35,6	$9,83 \cdot 10^3$	$6,54 \cdot 10^4$
0,99999	223,6	114	$3,14 \cdot 10^4$	$2,09 \cdot 10^5$

## Сечения процессов активации тепловыми нейтронами

Данные для этой таблицы взяты из книги Хьюза и Шварца «Neutron Cross Sections» (BNL 325, 2nd ed., 1958, and Supplement № 1, 1960, U. S. Government Printing Office, Washington, D.C.).

При использовании настоящей таблицы для расчета скорости ядерной реакции в образце, облучаемом в ядерном реакторе, следует помнить, что поток нейтронов в каждой точке реактора определяется следующим соотношением:

$$n \int_0^{\infty} v P(v) dv = n\bar{v}, \quad (1)$$

где  $n$  — плотность нейтронов в этой точке,  $P(v) dv$  — вероятность того, что скорость нейтрона заключена в интервале  $v$  и  $v + dv$ , и  $\bar{v}$  — средняя скорость нейтрона. Скорость активации нейтронами образца, в котором ослабление потока пренебрежимо мало, равна

$$R = Nn \int_0^{\infty} P(v) \sigma(v) v dv, \quad (2)$$

где  $N$  — число атомов элемента мишени в образце и  $\sigma(v)$  — эффективное сечение реакции (обычно зависящее от энергии). В частности, если сечение процесса активации нейтронами находится в области  $1/v$  (см. раздел II гл. X), то

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v}, \quad (3)$$

тогда

$$R = Nn \int_0^{\infty} P(v) \frac{\sigma_0 v_0}{v} v dv = \quad (4)$$

$$= Nn v_0 \sigma_0. \quad (5)$$

Следовательно, если эффективный поток нейтронов в реакторе (независимо от его истинного значения) выражается произведением *плотности* нейтронов и скорости  $v_0$ , то скорость любой реакции медленных нейтронов, характеризующейся обратной зависимостью эффективного сечения от скорости, можно рассчитать на основе эффективного сечения  $\sigma_0$  при данной скорости  $v_0$ . К счастью, для большинства процессов захвата теплового

Элемент, изотоп	Сечение, барн	Элемент, изотоп	Сечение, барн
H	0,332	Ar <sup>38</sup>	0,8
H <sup>2</sup>	5,7·10 <sup>-4</sup>	Ar <sup>40</sup>	0,53
He <sup>3</sup>	5,5·10 <sup>3</sup> (n, p)	Ar <sup>41</sup>	> 0,06
He <sup>4</sup>	0	K	2,07
Li	71	K <sup>39</sup>	1,9
Li <sup>6</sup>	945 (n, α)	K <sup>40</sup>	0,7·10 <sup>2</sup>
Li <sup>7</sup>	0,035		3,8 (n, p)
Be <sup>7</sup>	5,4·10 <sup>4</sup> (n, p)	K <sup>41</sup>	1,24
Be <sup>9</sup>	0,009	Ca	0,44
B	755	Ca <sup>40</sup>	0,22
B <sup>10</sup>	4017 (n, α)	Ca <sup>42</sup>	42
	< 0,2 (n, p)	Ca <sup>44</sup>	0,72
B <sup>11</sup>	0,005	Ca <sup>46</sup>	0,25
C	0,0037	Ca <sup>48</sup>	1,1
C <sup>13</sup>	0,0010	Sc <sup>45</sup>	22 (84 дня)
C <sup>14</sup>	< 2·10 <sup>2</sup>	Ti	5,8
N	1,88	Ti <sup>46</sup>	0,6
N <sup>14</sup>	1,75 (n, p)	Ti <sup>47</sup>	1,7
	0,08 (n, γ)	Ti <sup>48</sup>	8,3
N <sup>15</sup>	2,4·10 <sup>-5</sup>	Ti <sup>49</sup>	1,9
O	< 2·10 <sup>-4</sup>	Ti <sup>50</sup>	0,14
O <sup>17</sup>	0,4 (n, α)	V	5,00
O <sup>18</sup>	2,1·10 <sup>-4</sup>	V <sup>50</sup>	3·10 <sup>2</sup>
F <sup>19</sup>	0,009	V <sup>51</sup>	4,5
Ne	< 2,8	Cr	3,1
Ne <sup>22</sup>	0,04	Cr <sup>50</sup>	16
Na <sup>23</sup>	0,536	Cr <sup>52</sup>	0,76
Mg	0,069	Cr <sup>53</sup>	18
Mg <sup>24</sup>	0,033	Cr <sup>54</sup>	0,38
Mg <sup>25</sup>	0,28	Mn <sup>55</sup>	13,3
Mg <sup>26</sup>	0,027	Fe	2,62
Al <sup>27</sup>	0,241	Fe <sup>54</sup>	2,3
Si	0,16	Fe <sup>56</sup>	2,7
Si <sup>28</sup>	0,08	Fe <sup>57</sup>	2,5
Si <sup>29</sup>	0,28	Fe <sup>58</sup>	1,01
Si <sup>30</sup>	0,110	Co	16 (10,5 мин)
P <sup>31</sup>	0,19		20 (5,2 года)
S	0,52	Co <sup>60m</sup>	1,0·10 <sup>2</sup>
S <sup>32</sup>	0,0018 (n, α)	Co <sup>60</sup>	6
S <sup>33</sup>	0,0015 (n, p)	Ni	4,6
S <sup>34</sup>	0,26	Ni <sup>58</sup>	4,4
S <sup>36</sup>	0,14	Ni <sup>60</sup>	2,6
Cl	33,8	Ni <sup>61</sup>	2,0
Cl <sup>35</sup>	0,3·10 <sup>2</sup>	Ni <sup>62</sup>	15
	0,19 (n, p)	Ni <sup>64</sup>	1,5
Cl <sup>37</sup>	0,6; < 5·10 <sup>-5</sup> (n, α)	Ni <sup>65</sup>	20
Ar	0,66	Cu	3,85
Ar <sup>36</sup>	6	Cu <sup>63</sup>	4,5

Продолжение

Элемент, изотоп	Сечение, барн	Элемент, изотоп	Сечение, барн
Cu <sup>65</sup>	2,2	Kr <sup>87</sup>	< 6·10 <sup>2</sup>
Cu <sup>66</sup>	[1,3·10 <sup>2</sup> ]	Rb	0,73
Zn	1,40	Rb <sup>85</sup>	0,91 (18,7 дня)
Zn <sup>64</sup>	0,47	Rb <sup>87</sup>	0,12
	1,5·10 <sup>-6</sup> (n, α)	Rb <sup>88</sup>	1,0
Zn <sup>67</sup>	6·10 <sup>-6</sup> (n, α)	Sr	1,21
Zn <sup>68</sup>	0,099 (14 час)	Sr <sup>84</sup>	1,4 (65 дней)
	1,0 (55 мин)	Sr <sup>86</sup>	1,6 (2,8 час)
Zn <sup>70</sup>	0,08	Sr <sup>88</sup>	0,005
Ga	2,8	S <sup>89</sup>	[0,5]
Ga <sup>69</sup>	1,4; 2,1	Sr <sup>90</sup>	1,0
Ga <sup>71</sup>	5,1	Y <sup>89</sup>	1,31
Ge	2,4	Y <sup>90</sup>	< 7
Ge <sup>70</sup>	3,4		1,07
Ge <sup>72</sup>	0,98	Zr	0,185
Ge <sup>73</sup>	14	Zr <sup>90</sup>	0,10
Ge <sup>74</sup>	0,62	Zr <sup>91</sup>	1,6
	0,040 (49 сек)	Zr <sup>92</sup>	0,3
	0,21 (82 мин)	Zr <sup>93</sup>	< 4
Ge <sup>76</sup>	0,36	Zr <sup>94</sup>	0,078
	0,08 (54 сек)	Zr <sup>96</sup>	0,053
	0,08 (11 час)	Nb <sup>93</sup>	1,0 (6,6 мин)
As <sup>75</sup>	4,3		1,16
Se	12,3	Nb <sup>94</sup>	15 (35 дней)
Se <sup>74</sup>	26; 30	Mo	2,70
Se <sup>76</sup>	85	Mo <sup>92</sup>	< 0.006
	7 (19 сек)	Mo <sup>95</sup>	14
Se <sup>77</sup>	42	Mo <sup>96</sup>	1,2
Se <sup>78</sup>	0,4	Mo <sup>97</sup>	2,2
Se <sup>80</sup>	0,030 (57 мин)	Mo <sup>98</sup>	0,51
	0,50 (18 мин)	Mo <sup>100</sup>	0,20
Se <sup>82</sup>	2	Tc <sup>99</sup>	22
	0,05 (69 сек)	Ru	2,6
	0,004 (25 мин)	Ru <sup>96</sup>	0,21
Br	6,7	Ru <sup>102</sup>	1,4
Br <sup>79</sup>	2,9 (4,5 час)	Ru <sup>104</sup>	0,7
	8,5 (18 мин)	Ru <sup>105</sup>	0,2
Br <sup>81</sup>	3,3	Rh <sup>103</sup>	12 (4,4 мин)
Kr	31		1,4·10 <sup>2</sup> (42 сек)
Kr <sup>78</sup>	2,0	Rh <sup>104</sup>	8·10 <sup>2</sup>
Kr <sup>80</sup>	0,9·10 <sup>2</sup>	(4,4 мин)	
Kr <sup>82</sup>	0,5·10 <sup>2</sup>	Rh <sup>104</sup> (42 сек)	0,4·10 <sup>2</sup>
Kr <sup>83</sup>	2,0·10 <sup>2</sup>	Pd	8
Kr <sup>84</sup>	0,1 (4,5 час)	Pd <sup>102</sup>	5
	0,06 (10 лет)	Pd <sup>108</sup>	10,4 (13,6 час)
Kr <sup>85</sup>	< 15		0,26 (4,7 мин)
Kr <sup>86</sup>	0,06	Pd <sup>110</sup>	0,21 (22 мин)

## Продолжение

Элемент, изотоп	Сечение, барн	Элемент, изотоп	Сечение, барн
Ag	< 0,05 (5,5 час)	Te <sup>130</sup>	< 0,008 (30 час)
Ag <sup>107</sup>	63		0,22 (25 мин)
Ag <sup>109</sup>	31; 45	I <sup>127</sup>	5,6; 7,0
	3,2 (253 дня)	I <sup>129</sup>	32; 24
	1,1·10 <sup>2</sup> (24 сек)	I <sup>130</sup>	18
Cd	2,45·10 <sup>3</sup>	I <sup>131</sup>	0,6·10 <sup>2</sup>
Cd <sup>106</sup>	1,0	Xe <sup>124</sup>	74
Cd <sup>110</sup>	0,2 (49 мин)	Xe <sup>128</sup>	< 5
Cd <sup>112</sup>	0,03 (14 лет)	Xe <sup>129</sup>	0,5·10 <sup>2</sup>
Cd <sup>113</sup>	2,00·10 <sup>4</sup>	Xe <sup>130</sup>	< 5
Cd <sup>114</sup>	0,14 (43 дня)	Xe <sup>131</sup>	1,2·10 <sup>2</sup>
	1,1 (2,3 дня)	Xe <sup>132</sup>	0,2 (5,3 дня)
Cd <sup>116</sup>	1,5 (2,9 час)	Xe <sup>133</sup>	1,9·10 <sup>2</sup>
In	191	Xe <sup>134</sup>	0,2 (9,2 час)
In <sup>113</sup>	56 (50 дней)	Xe <sup>135</sup>	2,72·10 <sup>6</sup>
	2,0 (72 сек)	(9,2 час)	
In <sup>115</sup>	1,55·10 <sup>2</sup> (54 мин)	Xe <sup>136</sup>	0,15
	52 (14 сек)	Cs <sup>133</sup>	3,0 (3 час)
Sn	0,62		30 (2,15 года)
Sn <sup>112</sup>	1,3	Cs <sup>134</sup>	134
Sn <sup>116</sup>	0,006 (14 дней)	Cs <sup>135</sup>	8,7
Sn <sup>118</sup>	0,010 (250 дней)	Cs <sup>137</sup>	< 2
Sn <sup>120</sup>	0,001 (> 5 лет)	Ba	1,2
	0,14 (27 час)	Ba <sup>130</sup>	10
Sn <sup>122</sup>	0,16 (41 мин)	Ba <sup>132</sup>	7 (7,2 года)
	0,0010 (125 дней)	Ba <sup>134</sup>	2
Sn <sup>124</sup>	0,004 (9,5 дня)	Ba <sup>135</sup>	5,8
	0,2 (9,7 мин)	Ba <sup>136</sup>	0,4
Sb	5,7	Ba <sup>137</sup>	5,1
Sb <sup>121</sup>	5,9	Ba <sup>138</sup>	0,7
	7 (2,7 дня)	Ba <sup>139</sup>	4
	0,19 (3,5 мин)	La	8,9
Sb <sup>123</sup>	4,1	La <sup>139</sup>	8,2
	0,03 (21 мин)	La <sup>140</sup>	3,1
	0,03 (1,5 мин)	Ce	0,73
	2,5 (60 дней)	Ce <sup>136</sup>	0,6 (34 час)
Te	4,7		6 (8,7 час)
Te <sup>120</sup>	0,7·10 <sup>2</sup>	Ce <sup>138</sup>	9
Te <sup>122</sup>	2,8		0,6 (140 дней)
	1,1 (104 дня)	Ce <sup>140</sup>	0,31; 0,66
Te <sup>123</sup>	4,1·10 <sup>2</sup>	Ce <sup>142</sup>	0,94
Te <sup>124</sup>	6,8	Ce <sup>143</sup>	[6,0]
Te <sup>125</sup>	1,6	Pr <sup>141</sup>	11,3
Te <sup>126</sup>	0,09 (105 дней)	Pr <sup>142</sup>	[18]
	0,8 (9,3 час)	Pr <sup>143</sup>	89
Te <sup>128</sup>	0,015 (33 дня)	Nd	46
	0,13 (72 мин)	Nd <sup>142</sup>	18

Элемент, изотоп	Сечение, барн	Элемент, изотоп	Сечение, барн
Nd <sup>143</sup>	324	Yb <sup>176</sup>	5,5
Nd <sup>144</sup>	5,0	Lu	112
Nd <sup>145</sup>	60	Lu <sup>175</sup>	0,4·10 <sup>2</sup> (3,7 час)
Nd <sup>146</sup>	10; 1,8 (11,1 дня)	Lu <sup>176</sup>	4,0·10 <sup>3</sup> (6,8 дня)
Nd <sup>148</sup>	3,4	Hf	105
Nd <sup>150</sup>	1,5	Hf <sup>174</sup>	1,5·10 <sup>3</sup>
Pm <sup>147</sup>	0,6·10 <sup>2</sup>	Hf <sup>176</sup>	0,2·10 <sup>2</sup>
Sm	5,6·10 <sup>3</sup>	Hf <sup>177</sup>	3,8·10 <sup>2</sup>
Sm <sup>144</sup>	< 2	Hf <sup>178</sup>	75
Sm <sup>147</sup>	0,9·10 <sup>2</sup>	Hf <sup>179</sup>	0,6·10 <sup>2</sup>
Sm <sup>149</sup>	4,08·10 <sup>4</sup>	Hf <sup>180</sup>	10
Sm <sup>151</sup>	[1,24·10 <sup>4</sup> ]	Ta <sup>181</sup>	0,030 (16 мин)
Sm <sup>152</sup>	216		19 (115 дней)
Sm <sup>154</sup>	5,5	Ta <sup>182</sup>	[1,7·10 <sup>4</sup> ]
Eu	4,3·10 <sup>3</sup>	W	19,2
Eu <sup>151</sup>	[1,4·10 <sup>3</sup> (9,3 час)]	W <sup>180</sup>	10
	7,8·10 <sup>3</sup>	W <sup>182</sup>	20
Eu <sup>152</sup>	[6·10 <sup>3</sup> ]	W <sup>183</sup>	11
(12,5 лет)		W <sup>184</sup>	2,2 (74 дня)
Eu <sup>153</sup>	4,4·10 <sup>2</sup>		2,0
Eu <sup>154</sup>	[1,5·10 <sup>3</sup> ]	W <sup>186</sup>	34
Eu <sup>155</sup>	[1,4·10 <sup>4</sup> ]	W <sup>187</sup>	0,9·10 <sup>2</sup>
Gd	4,60·10 <sup>4</sup>	Re	86
Gd <sup>152</sup>	< 125	Re <sup>185</sup>	104
Gd <sup>155</sup>	5,62·10 <sup>4</sup>	Re <sup>187</sup>	66
Gd <sup>157</sup>	2,42·10 <sup>5</sup>		69 (17 час)
Gd <sup>158</sup>	3,9	Re <sup>188</sup>	< 2
Gd <sup>160</sup>	0,8	Os	15,3
Tb <sup>159</sup>	46	Os <sup>184</sup>	< 2·10 <sup>2</sup>
Tb <sup>160</sup>	[5,3·10 <sup>2</sup> ]	Os <sup>190</sup>	8 (15 дней)
Dy	9,5·10 <sup>2</sup>	Os <sup>192</sup>	1,6
Dy <sup>158</sup>	1,0·10 <sup>2</sup>	Os <sup>193</sup>	6·10 <sup>2</sup>
Dy <sup>164</sup>	2,0·10 <sup>3</sup> (1,3 мин)	Ir	4,4·10 <sup>2</sup>
	8,0·10 <sup>2</sup> (2,3 час)	Ir <sup>191</sup>	2,6·10 <sup>2</sup> (1,4 мин)
Dy <sup>165</sup>	[5·10 <sup>3</sup> ]		7·10 <sup>2</sup> (74 дня)
Ho <sup>165</sup>	65	Ir <sup>192</sup>	7·10 <sup>2</sup>
	60 (27 час)		(74 дня)
Er	1,7·10 <sup>2</sup>	Ir <sup>193</sup>	1,3·10 <sup>2</sup> (19 час)
Er <sup>162</sup>	2,0	Pt	8,8
Er <sup>164</sup>	1,7	Pt <sup>190</sup>	1,5·10 <sup>2</sup>
Er <sup>168</sup>	2,0	Pt <sup>192</sup>	0,9·10 <sup>2</sup> (4,4 дня)
Er <sup>170</sup>	9	Pt <sup>194</sup>	1,2
Tm <sup>169</sup>	127	Pt <sup>195</sup>	27
Tm <sup>170</sup>	1,5·10 <sup>2</sup>	Pt <sup>196</sup>	0,87 (20 час)
Yb	37	Pt <sup>198</sup>	3,9
Yb <sup>168</sup>	[1,1·10 <sup>4</sup> ]	Pt <sup>199</sup>	15
Yb <sup>174</sup>	0,6·10 <sup>2</sup>	Au <sup>197</sup>	98,8

## Продолжение

Элемент, изотоп	Сечение, барн	Элемент, изотоп	Сечение, барн
Au <sup>198</sup>	2,6·10 <sup>4</sup>	Ra <sup>231</sup>	2,0·10 <sup>2</sup>
Au <sup>199</sup>	[0,3·10 <sup>2</sup> ]		10 (n, f)
Hg	<b>3,8·10<sup>2</sup></b>	Ra <sup>232</sup>	[7,6·10 <sup>2</sup> ]
Hg <sup>196</sup>	4,2·10 <sup>2</sup> (23 час)		7,0·10 <sup>2</sup> (n, f)
	9·10 <sup>2</sup> (65 час)	Ra <sup>233</sup>	29 (1,18 мин)
Hg <sup>198</sup>	0,018 (44 мин)		22 (6,7 час)
Hg <sup>199</sup>	[2,5·10 <sup>3</sup> ]		< 0,1 (n, f)
Hg <sup>200</sup>	[< 60]	Ra <sup>234</sup>	≤ 5·10 <sup>2</sup> (n, f)
Hg <sup>201</sup>	[< 60]	(1,18 мин)	
Hg <sup>202</sup>	3,8	Ra <sup>234</sup>	≤ 5·10 <sup>3</sup> (n, f)
Hg <sup>204</sup>	0,43	(6,7 час)	
Tl	<b>3,4</b>	U	<b>7,68</b>
Tl <sup>203</sup>	<b>11,4; 8</b>		4,18 (n, f)
Tl <sup>205</sup>	<b>0,80</b>	U <sup>230</sup>	25 (n, f)
	0,10 (4,3 мин)	U <sup>231</sup>	4·10 <sup>2</sup> (n, f)
Pb	<b>0,170</b>	U <sup>232</sup>	[3·10 <sup>2</sup> ]
Pb <sup>204</sup>	0,8		0,8·10 <sup>2</sup> (n, f)
	0,7 (3·10 <sup>7</sup> лет)	U <sup>233</sup>	578; 53
Pb <sup>206</sup>	<b>0,025</b>		525 (n, f)
Pb <sup>207</sup>	<b>0,70</b>	U <sup>234</sup>	<b>105; 0,9·10<sup>2</sup></b>
Pb <sup>208</sup>	0,0006		≤ 0,65 (n, f)
Bi <sup>209</sup>	<b>0,034</b>	U <sup>235</sup>	<b>678; 101</b>
	0,019 (5 дней)		577 (n, f)
Rn <sup>220</sup>	[< 0,2]	U <sup>236</sup>	<b>7; 6</b>
Rn <sup>222</sup>	[0,72]	U <sup>238</sup>	<b>2,71</b>
Ra <sup>223</sup>	[1,3·10 <sup>2</sup> ]		< 5·10 <sup>-4</sup> (n, f)
	< 1·10 <sup>2</sup> (n, f)	U <sup>239</sup>	[22]
Ra <sup>224</sup>	[12,0]		[14] (n, f)
Ra <sup>226</sup>	[20]	Np <sup>234</sup>	9·10 <sup>2</sup> (n, f)
	< 1·10 <sup>-4</sup> (n, f)	Np <sup>236</sup>	2,8·10 <sup>3</sup> (n, f)
Ra <sup>228</sup>	[36]	Np <sup>237</sup>	<b>170; 1,9·10<sup>-2</sup></b> (n, f)
	< 2 (n, f)	Np <sup>238</sup>	1,60·10 <sup>3</sup> (n, f)
Ac <sup>227</sup>	8,0·10 <sup>2</sup>	Np <sup>239</sup>	[35] (7,3 мин)
	< 2 (n, f)		[0,25·10 <sup>2</sup> ] (63 мин)
Th <sup>227</sup>	1,5·10 <sup>3</sup> (n, f)		< 1 (n, f)
Th <sup>228</sup>	[1,2·10 <sup>2</sup> ]	Pu <sup>236</sup>	1,7·10 <sup>2</sup> (n, f)
	≤ 0,3 (n, f)	Pu <sup>237</sup>	2,5·10 <sup>3</sup> (n, f)
Th <sup>229</sup>	45 (n, f)	Pu <sup>238</sup>	403
Th <sup>230</sup>	21,4		16,8 (n, f)
	≤ 1·10 <sup>-3</sup> (n, f)	Pu <sup>239</sup>	<b>1,03·10<sup>3</sup>; 286</b>
Th <sup>232</sup>	7,3; 7,6		742 (n, f)
	< 2·10 <sup>-4</sup> (n, f)	Pu <sup>240</sup>	<b>2,86·10<sup>2</sup>; 2,5·10<sup>2</sup></b>
Th <sup>233</sup>	[1,4·10 <sup>3</sup> ]		0,03 (n, f)
	[15] (n, f)	Pu <sup>241</sup>	1,40·10 <sup>3</sup> ; [3,9·10 <sup>2</sup> ]
Th <sup>234</sup>	[1,8]		1,01·10 <sup>3</sup> (n, f)
	< 1·10 <sup>-2</sup> (n, f)	Pu <sup>242</sup>	<b>30; 19</b>
Pa <sup>230</sup>	1,5·10 <sup>3</sup> (n, f)		< 0,2 (n, f)

Продолжение

Элемент, изотоп	Сечение, бари	Элемент, изотоп	Сечение, бари
Pu <sup>243</sup>	[1,7·10 <sup>2</sup> ]		7,0·10 <sup>2</sup> (n, f)
Pu <sup>244</sup>	[1,8]	Cm <sup>244</sup>	[15]
Pu <sup>245</sup>	[2,6·10 <sup>2</sup> ]	Cm <sup>245</sup>	[2,0·10 <sup>2</sup> ]
Am <sup>241</sup>	6,3·10 <sup>2</sup>		1,9·10 <sup>3</sup> (n, f)
	[1,5·10 <sup>2</sup> ] (160 час)	Cm <sup>246</sup>	[15]
	[0,5·10 <sup>2</sup> ] (150 лет)	Cm <sup>248</sup>	[6]
	3,1 (n, f)	Bk <sup>249</sup>	[5,0·10 <sup>2</sup> ]
Am <sup>242m</sup>	2,50·10 <sup>3</sup> (n, f)	Cf <sup>249</sup>	[9,0·10 <sup>2</sup> ]; [2,7·10 <sup>2</sup> ]
Am <sup>242</sup>	[8,0·10 <sup>3</sup> ]		[6,0·10 <sup>2</sup> ] (n, f)
	[6,4·10 <sup>3</sup> ] (n, f)	Cf <sup>250</sup>	[1,5·10 <sup>3</sup> ]
Am <sup>243</sup>	74	Cf <sup>251</sup>	[3·10 <sup>3</sup> ]
	< 7,5·10 <sup>-2</sup> (n, f)	Cf <sup>252</sup>	28
Cm <sup>242</sup>	[20]	Cf <sup>254</sup>	[< 2]
	[< 5] (n, f)	Es <sup>255</sup>	[3·10 <sup>2</sup> ]
Cm <sup>243</sup>	[2,5·10 <sup>2</sup> ]	Es <sup>254</sup>	[2,7·10 <sup>3</sup> ]; [< 40]

нейтрона выполняется зависимость  $1/v$ ; в других случаях необходимо прибегать к интегрированию уравнения (2).

Скорость  $v_0$  принимается равной  $2,2 \cdot 10^5$  см/сек — наиболее вероятной скорости максвелловского распределения при 20°. Соответственно в таблице приведены сечения активации в барнах для этой скорости, за исключением отдельных случаев, когда приводимые значения относятся к усредненному значению спектра скоростей нейтронов в реакторе. Эти данные заключены в скобки. Сечения захвата, которые определялись путем измерения числа нейтронов, прошедших через образец (сечения поглощения), даны жирным шрифтом. Другие значения являются сечениями активации, определяющимися по накоплению продуктов реакций тепловых нейтронов.

И те и другие значения сечений для определенного изотопа приводятся только в тех случаях, когда эти величины существенно различаются. Почти все значения сечений относятся к (n, γ)-реакции. Сечения реакций других типов обозначаются соответственно (n, p), (n, α) или (n, f). Если указано сечение реакции, приводящей к образованию одного из нескольких изомеров, в скобках дается соответствующий период полураспада. Сечение активации для элемента всегда относится к природной смеси изотопов. Сечение, приводимое для индивидуального изотопа, найдено для чистого изотопа.

Неопределенность приводимых значений  $\leq 40$  для последней значащей цифры.

## Справочная литература по сечениям процессов активации нейтронами и других ядерных реакций

В прилагаемом списке литературы, хотя далеко не исчерпывающем, содержится большая часть современных сведений об эффективных сечениях различных ядерных реакций.

### А. РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ С ЭНЕРГИЯМИ НИЖЕ 50 Мэв

1. J a r m i e N., S e a g r a v e J. D., A r g o H. V., Charged Particle Cross Sections; Hydrogen to Fluorine, AEC Publication LA-2014 (1956), Office of Technical Services, Department of Commerce, Washington 25, D. C.

В графической форме представлены экспериментальные значения сечений реакций частиц с энергиями до 30 Мэв в ряде мишеней (от Н до F).

2. S m i t h D. B., J a r m i e N., S e a g r a v e J. D., Charged Particle Cross Sections; Neon to Chromium, AEC Publication LA-2424 (1960), Office of Technical Services, Department of Commerce, Washington 25, D. C.

В графической форме представлены сечения всех ядерных процессов, протекающих под действием заряженных частиц в ряде мишеней (элементы от неона до хрома).

3. B a r o n N., C o h e n B. L., Activation Cross-Section Survey of Deuteron-Induced Reactions, Phys. Rev., 129, 2636 (1963).

Таблица сечений активации различных элементов под действием дейтронов с энергиями 18—20 Мэв.

4. A n d e r s O. U., M e i n k e W. W., Excitation Functions and Cross Sections, Document № ADI-4999, ADI Auxiliary Publications Project, Photoduplication Service, Library of Congress, Washington 25, D. C.

Приводятся функции возбуждения и известные значения сечений для реакций под действием тяжелых частиц.

### Б. РЕАКЦИИ, ПРОТЕКАЮЩИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ НИЖЕ 50 Мэв

1. H u g h e s D. J., S c h w a r t z R. B., Neutron Cross Sections, BNL-325, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1958.

Эффективные сечения ( $n, p$ )-, ( $n, 2n$ )-, ( $n, \alpha$ )- и ( $n, \gamma$ )-реакций с нейтронами различных энергий приводятся главным образом в графической фор-

ме. Периодически публикуются новые издания этого очень полного и тщательно выполненного обзора и дополнения к нему.

2. H o w e r t o n R. J., Neutron Cross Sections, 1959 Nuclear Data Tables (K. Way, Editor), Washington, D. C., National Academy of Sciences-National Research Council, 1959.

Сечения активации для множества ядерных реакций под действием нейтронов различных энергий.

**В. РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ  $\pi$ -МЕЗОНАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ,  
А ТАКЖЕ НЕЙТРОНАМИ, ПРОТОНАМИ, ДЕЙТРОНАМИ  
И  $\alpha$ -ЧАСТИЦАМИ С ЭНЕРГИЯМИ ВЫШЕ 50 Мэв**

1. B r u n i n x E., High-Energy Nuclear Reaction Cross Sections, Volumes I and II, CERN Publications 61-4 and 62-9, Nuclear Physics Division; Geneva, Switzerland.

Таблицы сечений активации различными частицами с энергиями выше 100 Мэв.

2. M i l l e r J. M., H u d i s J., High-Energy Nuclear Reactions, Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 159-202 (1959).

В этой обзорной работе в форме таблиц представлен библиографический материал по исследованиям ядерных реакций под действием нейтронов, протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц при энергиях выше 50 Мэв, а также реакций с  $\pi$ -мезонами.

**Г. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБЛУЧЕНИЯ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ**

В указанных работах приводятся сводные результаты облучения соответствующих толстых мишеней дейтронами и  $\alpha$ -частицами, выраженные в микрокури на микроампер-час. Толщина мишеней обеспечивает полное поглощение дейтронов и  $\alpha$ -частиц.

1. D u n n R. W., Methods of Producing Radioiron, Nucleonics, 10, 8 (1952).

2. G a r r i s o n W. M., H a m i l t o n J. G., Production and Isolation of Carrier-Free Radioisotopes, Chem. Revs., 49, 237 (1951).

3. I r v i n e J. W., Jr., Production of Radionuclides, Nucleonics, 3, 5 (1948).

4. C l a r k e E. T., I r v i n e J. W., Experimental Yields with 14-Mev Deuterons, Phys. Rev., 70, 893 (1946).

## Таблица изотопов\*

В настоящей таблице приведены все стабильные и радиоактивные изотопы, существование которых было установлено с достаточной надежностью, а также отдельные характеристики этих изотопов, считающиеся в настоящее время наиболее достоверными. Большинство данных взято из сводки, опубликованной группой ядерных исследований Национальной Академии наук США в «Nuclear Data Sheets», vol. 5, № 3. В таблицу включены также данные, опубликованные до лета 1963 г.

В первом столбце указывается химический символ и массовое число изотопа (верхний индекс справа). Для первого по порядку изотопа каждого элемента приводится также атомный номер (нижний индекс слева). Если масса изотопа установлена недостаточно надежно, рядом с индексом массового числа стоит вопросительный знак. Вопросительный знак после химического символа и массового числа указывает на неопределенность химической идентификации изотопа. Высшее изомерное состояние с периодом полураспада больше  $10^{-3}$  сек обозначено буквой *m*, стоящей рядом с массовым числом. Метастабильные состояния с еще более короткими периодами в качестве индивидуальных нуклидов не приведены. Если для данного *Z* и *A* существует два или больше изомерных состояний, они обозначаются символами  $m_1$ ,  $m_2$  и т. д. в порядке возрастания энергии возбуждения.

В столбце 2 для изотопов, существующих в природе, указано процентное содержание данного изотопа в естественной смеси.

В столбце 3 приведены массы изотопов, т. е. массы атомов индивидуальных изотопов, выраженные в атомных единицах массы (шкала  $C^{12}$ ). Неопределенность значения каждой массы  $\leq 5$  в последнем разряде. Приведенные значения масс взяты в основном из работы: König L. A., Mattauch J. H. E., Wapstra A. H., 1961 Nuclidic Mass Table, Nuclear Phys., 31, 18 (1962).

В столбце 4 указаны значения ядерных спинов. Приведены только те значения спинов, которые были установлены методами парамагнитного резонанса, ядерного магнитного резонанса и микроволновой спектроскопии. Спины, найденные на основе характеристик процессов радиоактивного распада (вероятностей переходов, формы спектров и угловой корреляции), не приводятся.

Значения периодов полураспада указаны в столбце 5. Сделана попытка выбрать для каждого изотопа наилучшее значение. Приняты следующие обозначения: *y* — лет; *d* — дней; *h* — час; *m* — мин; *s* — сек.

В столбце 6 приведены данные о характере излучения изотопа и энергии излучения. Применявшиеся обозначения:

\* Таблица изотопов приведена в конце книги.

- $\alpha$  — альфа-распад,  
 $\beta^-$  — бета-распад (испускание электрона),  
 $\beta^+$  — бета-распад (испускание позитрона),  
 EC — электронный захват (Э.З.),  
 IT — изомерный переход (И.П.),  
 SF — спонтанное деление (С.Д.),  
 $\gamma$  — гамма-лучи,  
 $e^-$  — электроны внутренней конверсии,  
 $n$  — нейтроны.

Для каждого изотопа различные типы распада или различные излучения перечислены в порядке убывания интенсивности, если относительные значения интенсивностей известны. Те типы распада, вклад которых составляет менее 10%, приведены в скобках. Числа, стоящие непосредственно после символа радиоактивного излучения, представляют собой энергию данного типа излучения в  $M\text{эв}$ , определенную экспериментально. В случае  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распадов приведенные энергии являются максимальными кинетическими энергиями  $\beta$ -частиц для соответствующего перехода.

Энергии для каждого типа перехода даются в порядке убывания интенсивности. Приводятся только те значения, которые характеризуют переходы, происходящие более чем в 10% случаев. В виде исключения иногда в скобках указываются данные, относящиеся и к более редким переходам. Вообще говоря, для каждого типа излучения приводятся не более трех-четырех энергий. В тех случаях, когда известно число переходов больше, приводятся только наиболее характерные, а для остальных иногда указываются энергетические интервалы. Обозначение (others) указывает на существование дополнительного излучения того же типа, доля которого составляет менее 10% общего числа распадов. Энергия, указываемая для  $\gamma$ -переходов, всегда является энергией перехода, даже в том случае, когда наблюдаются только электроны внутренней конверсии. Иногда указывается примерная величина коэффициентов внутренней конверсии (особенно для изомерных переходов) путем различной комбинации символов  $\gamma$  и  $e^-$ :

$\gamma(e^-)$  означает коэффициент внутренней конверсии  $\alpha = e^-/\gamma < 0,1$ .

$$\gamma e^- - 0,1 < \alpha < 1.$$

$$e^- \gamma - 1 < \alpha < 10.$$

$$e^-(\gamma) - \alpha > 10.$$

Например, обозначение IT $\gamma(e^-)$  0,44 для  $Zn^{69m}$  указывает, что изомерный переход происходит в основном путем испускания неконвертированных  $\gamma$ -лучей с энергией 0,44  $M\text{эв}$ , причем коэффициент внутренней конверсии  $< 0,1$ .

Обозначение ( $m$ ), стоящее после символа радиоактивного распада или после энергии распада в столбце  $\beta$ , указывает, что данное излучение связано с распадом короткоживущего ( $10^{-9}$ — $10^{-3}$  сек) изомерного состояния, находящегося в равновесии с материнским нуклидом.

Если при распаде изотопа образуется один из двух изомеров, то это указывается символом изомера. Так, например, для  $Fe^{52}$  обозначение «(Mn $^{52m}$ )» показывает, что радиоактивный распад (путем захвата электрона и испускания позитрона) происходит с образованием Mn $^{52m}$ , а не Mn $^{52}$ .

## Радиоактивные распады с испусканием протонов\*

В. И. Гольданский

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Уменьшение энергии связи протонов по мере перехода ко все более легким нейтронодефицитным ядрам с данным зарядом  $Z$  приводит к возникновению трех явлений, о которых пойдет речь в данной статье, а именно:

1. Испускания запаздывающих протонов.
2. Протонной радиоактивности.
3. Двупротонной радиоактивности.

Испускание запаздывающих протонов, уже успешно наблюдавшееся на ряде примеров, это еще один сложный двухступенчатый процесс при  $\beta$ -распаде, аналогичный ранее известным испусканию запаздывающих нейтронов и испусканию легкими ядрами запаздывающих (длиннопробежных)  $\alpha$ -частиц. Наблюдаемая задержка эмиссии протона определяется в данном случае продолжительностью предшествующего  $\beta^+$ -распада, само же испускание надбарьерных или подбарьерных протонов ядрами — продуктами  $\beta^+$ -распада — происходит в радиоактивных масштабах мгновенно, т. е. со временем жизни, соизмеримым с продолжительностью существования возбужденного компаунд-ядра в ядерных реакциях.

Протонная и двупротонная радиоактивности представляют собой новые (и пока экспериментально не исследованные) типы элементарных актов радиоактивного распада ядер; это еще два вида самопроизвольной трансмутации химических элементов, дополняющие три ныне известных:  $\alpha$ -распад,  $\beta$ -распад и спонтанное деление. Задержка вылета одиночных протонов или пар протонов до «радиоактивных времен» ( $\tau > 10^{-12} - 10^{-10}$  сек), существенно превышающих время жизни возбужденного компаунд-ядра, обусловлена здесь окружающим ядро потенциальным барьером — главным образом кулоновским барьером.

Предположения о возможности вылета протонов при радиоактивном распаде ядер восходят еще к 1914—1919 гг., т. е. к тем временам, когда даже не существовало самого термина «протон». В 1914 г. Э. Марсден [1] начал эксперименты по изучению взаимодействий  $\alpha$ -частиц с водородом и наблюдал сцинтилляции, обусловленные длиннопробежными продуктами такого взаимодействия — «Н-частицами» (протонами) с энергией до 0,64 исходной энергии  $\alpha$ -частиц. В следующем году Марсден заметил [2],

\* В настоящий обзор включены данные, ставшие известными автору в виде публикаций или препринтов до 1 декабря 1965 г. Обзор публикуется (с незначительными редакционными исправлениями) на английском языке в «Annual Review of Nuclear Science», том 16 (1966), стр. 1—30.

что и в отсутствие водорода источник  $\alpha$ -частиц, заключенный в стекло или кварц, тоже даст длиннопробежные Н-частицы в количестве, гораздо большем, чем этого можно было ожидать за счет возможных примесей водорода. Поэтому Марсден предположил, что Н-частицы испускались самим радиоактивным источником. Вернувшись к проверке этого предположения Марсдена несколько лет спустя, Э. Резерфорд установил в серии классических опытов [3], что Н-частицы вылетают не при радиоактивном распаде ядер источника, а вследствие ядерных реакций, инициируемых излучаемыми источником  $\alpha$ -частицами. Таким образом, поиски радиоактивного распада с испусканием Н-частиц привели в 1919 г. к одному из важнейших событий в истории ядерной физики — к открытию Резерфордом первой ядерной реакции:  $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ .

Прошло более тридцати лет, прежде чем возобновились эксперименты, посвященные радиоактивным распадам с испусканием протонов. В 1950 г. Л. Альварец [4] предпринял бомбардировку ядер  $B^{10}$  и  $Ne^{20}$  протонами с энергией 32 Мэв, ожидая получить излучатели запаздывающих протонов в реакциях типа  $B^{10}(p, 2n)C^{10}$  или  $F^{19}(p, 3n)Ne^{17}$ . Однако эти опыты привели к другим результатам — к получению легких излучателей запаздывающих  $\alpha$ -частиц  $B^8$  и  $Na^{20}$ . Обсуждая эти результаты, Альварец, между прочим, подчеркнул различие между «истинной» радиоактивностью и испусканием запаздывающих компонент сложного распада.

Анализу свойств «истинной» протонной радиоактивности и перспектив ее обнаружения среди легких ядер была посвящена работа Б. С. Дзельцова [5]. Получив формулы для масс зеркальных ядер высших порядков, Дзельцов оценил границы устойчивости нейтронодефицитных ядер к распаду с испусканием протонов и указал, что для элементов до кальция можно надеяться получить примерно один изотоп с энергией протонного распада в интервале, отвечающем времени жизни от  $10^{-5}$  сек до 1 года.

Близкие соображения о характере протонной радиоактивности были высказаны в 1958 г. в докладе В. А. Карнаухова [6], оценившего границы стабильности ядер до  $Z = 70$  к распаду с испусканием протонов и назвавшего в качестве возможных протонно-радиоактивных ядер  $Sc^{39}$ ,  $As^{63}$  и  $Sb^{106}$ . В указанном докладе были проанализированы также перспективы наблюдения испускания запаздывающих протонов и упомянуты в этой связи возможные примеры,  $Ti^{41}$  и  $Se^{67}$ .

В 1960 г. нами был дан [7, 8] основанный на изотопической инвариантности подробный анализ границы устойчивости и энергий протонного распада нейтронодефицитных изотопов вплоть до олова и на этой основе предсказано существование двупротонной радиоактивности и описаны ее главные свойства. Интерес к всевозможным вариантам радиоактивного распада с испусканием протонов резко возрастает. Материалы доклада [6] в несколько расширенном варианте публикуются в виде статьи [9]. Работы [7, 8] докладываются и обсуждаются на секции ядерной химии XVIII Международного конгресса по чистой и прикладной химии в Монреале в августе 1961 г. [10]. Начинается подготовка экспериментов в СССР, Канаде и США, приведших вскоре к открытию испускания запаздывающих протонов (В. А. Карнаухов, Г. М. Тер-Акопьян, В. Г. Субботин — 1962 г. [11, 12]) и к первой идентификации излучателя запаздывающих протонов на примере  $Si^{25}$  (Р. Бэртон и Р. Макферсон — 1963 г. [13]). Однако, прежде чем перейти к описанию упомянутого явления, остановимся коротко на некоторых данных о распаде нейтронодефицитных ядер.

## 2. ОБ ОБЩИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ РАСПАДА НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ

Наряду с протонной и двупротонной радиоактивностью нейтронодефицитным изотопам присущ  $\beta^+$ -распад, а также  $\alpha$ -распад, играющий часто основную роль при  $Z > 50$ . Для предварительной ориентации опытов по получению нейтронодефицитных ядер и интерпретации получаемых результатов необходимо предсказание свойств таких ядер. При наличии достаточных сведений о зеркальных ядрах с избытком нейтронов или об энергиях возбуждения разных изоспиновых состояний ядер данного изотопического мультиплета возможны прямые и весьма точные оценки масс-дефектов и энергий распада нейтронодефицитных ядер. Первые оценки такого рода были даны Б. С. Джелеповым [5] и А. И. Базем [14]. В дальнейшем было получено несколько простых соотношений, вполне оправдавших себя на многих примерах новых нейтронодефицитных ядер и использовавшихся в описываемых далее экспериментальных работах. Так, например, связь между необходимой для определения масс-дефекта нового ядра  ${}_Z M_N^A$  энергией связи ( $B_p$ )  $Z$ -го протона и уже известной энергией связи  $Z$ -го нейтрона ( $B_n$ ) в зеркальном ядре  ${}_N M_Z^A$  характеризуется с достаточной точностью приведенным в [7, 8] соотношением:

$$\begin{aligned} \Delta B_{np} &= B_n({}_N M_Z^A) - B_p({}_Z M_N^A) = \Delta B_0 = B_n({}_Z M_Z^{2Z}) - B_p({}_Z M_Z^{2Z}) \approx \\ &\approx 2Q \frac{Z-1}{(2Z)^{1/3}} \text{ Мэв}, \end{aligned} \quad (1)$$

т. е. разностью энергий связи нейтрона и протона в изотопически самосопряженном ядре, содержащем  $Z$  протонов и  $Z$  нейтронов (определяющая кулоновскую энергию взаимодействия протонов величина  $Q \approx 0,6 \text{ Мэв}$ ).

Разность масс изотопически сопряженных ядер, согласно [7, 8], с точностью не хуже  $1 \text{ Мэв}$  равняется

$${}_Z M_N^A - {}_N M_Z^A = (Z - N) \Delta M_0, \quad (2)$$

где

$$\Delta M_0 = \frac{A+1}{2} M_{\frac{A-1}{2}}^A - \frac{A-1}{2} M_{\frac{A+1}{2}}^A \text{ для нечетных } A \quad (3)$$

и

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{A}{2} + 1 M_{\frac{A}{2}-1}^A - \frac{A}{2} - 1 M_{\frac{A}{2}+1}^A \right\} \text{ для четных } A, \quad (4)$$

а разность энергий  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -распадов соответственно

$$Q_{\beta^+}({}_Z M_N^A) - Q_{\beta^-}({}_N M_Z^A) = 2\Delta M_0. \quad (5)$$

Широко используемая в последнее время благодаря работам Д. Вилкинсона (см., например, [15]) формула

$$M(A, T, T_Z) = a + bT_Z + cT_Z^2, \quad (6)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  — константы данного изотопического мультиплета (т. е. для данных массового числа  $A$  и полного изоспина  $T$ ), позволяет достаточно точно предсказать массы ( $M$ ) еще не открытых ядер — компонент этих мультиплетов — по известным массам других таких компонент.

Сравнивая уравнение (6) с уравнениями (2), (3) и (4), легко, кстати, убедиться, что при  $T_{Z_p} = -\frac{1}{2}$  и  $T_{Z_n} = -\frac{1}{2}$ ,  $b = -\Delta M_0$ , и притом  $\Delta M_0 \approx Q \frac{A-1}{A} - (m_n - m_p) = 0,6 \frac{A}{A} - 0,78 \text{ Мэв}$  (здесь  $m_n$  и  $m_p$  — массы нейтрона и протона соответственно).

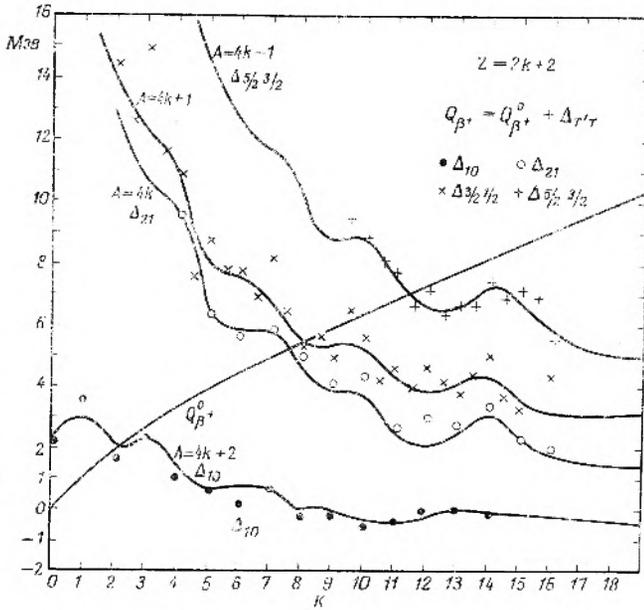
Сопоставление различных оценок масс изотонов с  $Z \leq 14$  дано в статье И. Йенекке [16]. Использование принципов изотопической инвариантности, применимость которых подтверждена в настоящее время даже для весьма тяжелых ядер [17], позволяет также сделать ряд общих выводов о характере  $\beta^+$ -распада нейтронодефицитных ядер.

Пусть  $\Delta E_{\text{кул}} \approx 2Q \frac{Z-1}{A}$  есть разность кулоновских энергий материнского и дочернего ядер при  $\beta^-$ -распаде. Тогда энергия сверхразрешенного  $\beta^+$ -распада, при котором дочернее ядро образуется в том же изотопическом состоянии, что и материнское (т. е.  $\Delta T = 0$ ), будет равняться  $(Q_{\beta^+})_{\Delta T=0} = \Delta E_{\text{кул}} - (m_n - m_p)$ . Очевидно, что энергия  $\beta^+$ -распада  $Q_{\beta^+}$  всех ядер с  $Z > N + 1$  должна лежать поэтому выше значения  $Q_{\beta^+}^0 = 1,2 \frac{Z-1}{A} - 0,78 \approx 0,95(Z-1)^{2/3} - 0,78 \text{ Мэв}$ , т. е.  $Q_{\beta^+}(Z > N + 1) > Q_{\beta^+}^0$  и равняется приблизительно  $Q_{\beta^+} \approx (Q_{\beta^+})_{\Delta T=0} + \Delta_{T'T}$ ,

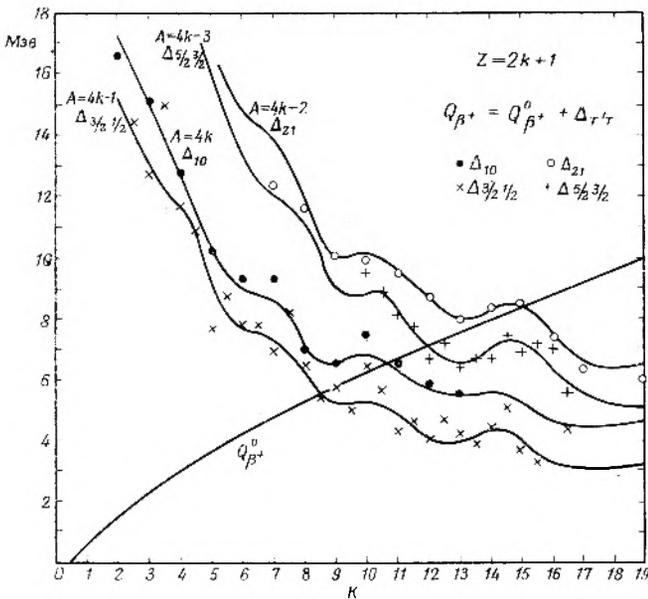
где  $\Delta_{T'T}$  — энергия возбуждения ядра  $M(A, T, T_Z)$  в состояние  $M^*(A, T', T'_Z)$  [причем  $T' > T$ ; при  $\Delta_{T'T} < 0$  происходит инверсия уровней материнского ядра и  $Q_{\beta^+} \approx (Q_{\beta^+})_{\Delta T=0}$ ].

Расчеты значений  $\Delta_{T'T}$  для ядер с  $A \leq 80$  были выполнены недавно Йенекке [18], предложившим полуэмпирическую формулу разностей кулоновских энергий. На рис. 1 и 2, заимствованных из нашей статьи [19], расчетные кривые Йенекке [18], а также приводимые в его работе экспериментальные значения  $\Delta_{T'T}$  приводятся вместе с кривыми  $Q_{\beta^+}^0$ . С помощью приведенных на этих рисунках величин можно с достаточной хорошей точностью (лучше 1 Мэв) оценить энергии  $\beta^-$ -распада и время жизни нейтронодефицитных изотопов легких элементов с  $Z \gg N - 1$  и, в частности, излучателей запаздывающих протонов. Кроме того, сопоставление показанных на рис. 1 и 2 значений  $Q_{\beta^+}^0$  и  $\Delta_{T'T}$  позволяет дать оценку вклада сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода в общую скорость  $\beta^+$ -распада.

Поскольку для всех нейтронодефицитных ядер с  $Z > N + 1$  (начиная с  $B^9$ ) возможен сверхразрешенный  $\beta^+$ -распад, то независимо от других путей распада они отличаются относительно малыми временами жизни. Испускание запаздывающих протонов становится особенно вероятным [20, 21], когда энергия связи протонов ( $B_p$ ) в дочернем ядре — продукте  $\beta^-$ -распада — достаточно мала:  $B_p < \Delta_{T'T}$ . Лишь в том случае, когда  $Q_{\beta^+} \gg Q_{\beta^+}^0$  (т. е.  $\Delta_{T'T} \gg Q_{\beta^+}^0$ ), что характерно для малых  $Z$ , более вероятным может оказаться не сверхразрешенный  $\beta^+$ -переход ядер с  $Z > N + 1$ , но  $\beta^+$ -распад иного типа в основное или слабо возбужденное состояние. Однако время жизни ядер с  $Z > N - 1$  всегда меньше (или равно) времени, вычисленному в предположениях  $Q_{\beta^+} = Q_{\beta^+}^0$  и  $\lg ft = 3,2-3,5$ , т. е. для сверхразрешенного  $\beta^-$ -распада. Напротив, для ядер с  $Z \leq N$  сверхразрешенный  $\beta^+$ -распад из основного состояния возможен лишь при  $\Delta_{T'T} < 0$ , т. е. при инверсии последовательности уровней с разными значениями изоспина (например, распад  $\text{Br}^{70} \rightarrow \text{Se}^{70}$  благодаря тому, что в основном состоянии ядро  $\text{Br}^{70}$  имеет  $T = 1$ , а не  $T = 0$ ). В общем же случае  $Q_{\beta^+}(Z \leq N) < Q_{\beta^+}^0$ , а время жизни ядер с  $Z \leq N$  значительно превышает характерное для ядер с  $Z > N - 1$ .



Р и с. 1. Энергии позитронного распада ( $Q_{\beta^+}$ ) и разность энергий состояний с изотопическим спином  $T'$  и  $T$  ( $\Delta_{T',T}$ ) для ядер с четными  $Z = 2k + 2$ .



Р и с. 2. Энергии позитронного распада ( $Q_{\beta^+}$ ) и разность энергий состояний с изотопическим спином  $T'$  и  $T$  ( $\Delta_{T',T}$ ) для ядер с нечетными  $Z = 2k + 1$ .

Вышеуказанные неизбежные ограничения энергии  $\beta^+$ -распада (сверху или снизу) значением  $Q_{\beta^+}$  не учитываются в ряде случаев в широко применяемых таблицах масс атомных ядер — Камерона [22], Спгера [23], Уинга и Вэрли [24]. Как показано в работах [19, 25], в таблицах [22] и [23] встречаются сильные (до 3—4  $Mэв$ ) завышения энергии  $\beta^+$ -распада ядер с  $N = Z$ ,  $N = Z + 2$ , а в таблицах [24] — столь же сильные занижения энергии  $\beta^+$ -распада ядер с  $N = Z - 1$ ,  $N = Z - 2$ . Эти обстоятельства необходимо иметь в виду при использовании вышеупомянутых весьма полезных таблиц для предсказаний и интерпретации свойств нейтронодефицитных ядер.

### 3. ИСПУСКАНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ

Испускание запаздывающих протонов оказалось первым (и пока единственным) из рассматриваемых в этой статье путей радиоактивного распада, который удалось исследовать на опыте. Это и не удивительно, ибо ядра-излучатели запаздывающих протонов обладают не столь сильным дефицитом нейтронов, как протонно- и дупротоннорадиоактивные ядра, и характеризуются большим временем жизни, определяемым в данном случае скоростью  $\beta^+$ -распада.

Получение излучателей запаздывающих протонов успешно осуществлялось главным образом в реакциях под действием протонов и тяжелых многозарядных ионов — от лития до кремния. Сравнительно мало применялись пока для этой цели ионы  $He^3$ , хотя их использование является весьма перспективным [26]. Первое сообщение об экспериментальном наблюдении испускания запаздывающих протонов появилось в 1962 г. [11] и было воспроизведено затем с незначительными изменениями на кофференции в Асиломаре [12].

Группе Кагнаухова в Дубне удалось обнаружить протонное излучение при бомбардировке внутренних мишеней из никеля (3  $мк$ ) и тантала ионами  $Ne^{20}$  с энергией около 130  $Mэв$ . Продукты реакций собирались на расположенный позади мишени сборник — никелевую фольгу (2  $мк$ ). Детектор излучения также располагался внутри камеры циклотрона тяжелых ионов, причем регистрация активности производилась в промежутках между импульсами высокочастотного напряжения на дуантах, повторявшихся в течение 0,1  $сек$  каждые 0,4  $сек$ , и начиналась через 0,1  $сек$  после снятия этого напряжения. Задача регистрации запаздывающих протонов достаточно сложна — детектор должен обладать спектрометрическими качествами, давать возможность отделять протоны от других тяжелых частиц и определять их энергию на фоне в миллионы раз более интенсивного  $\beta^-$  и  $\gamma$ -излучения, и притом в сильном магнитном поле, при высоком уровне электромагнитных помех. В качестве такого детектора в работах [11, 12] был выбран телескоп из двух (плоского и цилиндрического) пропорциональных счетчиков, который позволял одновременно измерять плотность ионизации  $dE/dx$  и энергию частиц ( $E$ ) и тем самым различать протоны и  $\alpha$ -частицы. Надежность такого различения была продемонстрирована в градуировочных опытах с  $\alpha$ -источниками, а также в опытах с использованием алюминиевых поглотителей толщиной 40  $мк$ , поглощавших  $\alpha$ -частицы с энергией до 7,7  $Mэв$ , но пропускавших протоны. Энергия регистрируемых при таких поглотителях протонов составляла 3—4,5  $Mэв$ . В результате описанных опытов дубнинской группы было установлено

образование излучателей запаздывающих протонов со временем жизни не менее 0,1 сек. Слабая зависимость сечения образования таких излучателей (десятые доли микробарна) от энергии ионов неона, а также близость результатов опытов с никелевой и танталовой мишенями обусловили естественное предположение, что протонные излучатели получались в реакциях переноса нуклонов и близки по своему составу к исходным ионам  $\text{Ne}^{20}$ , например  $\text{Ne}^{17}$  или  $\text{Mg}^{20}$  [12].

В работе [12] появилось указание, что наблюдавшееся в дубнинских опытах протонное излучение состояло по меньшей мере из двух компонент — с  $T_{\frac{1}{2}} = 0,5-1$  сек (не описывавшейся в последующих сообщениях) и более долгоживущей. Упомянулось и о том, что излучение протонов было зарегистрировано при бомбардировке никеля ионами не только  $\text{Ne}^{20}$ , но и  $\text{B}^{10}$ .

Дальнейшие эксперименты Карнаухова с сотрудниками, изложенные в работе [27], были выполнены с заменой второго пропорционального счетчика в телескопе на кремниевый поверхностно-барьерный детектор и с использованием метода вращающегося диска для переноса к детектору продуктов ядерных реакций ионов неона с никелем. Таким способом удалось более четко разграничить две компоненты протонного излучения по периодам полураспада:  $T_{\frac{1}{2}} < 0,1$  сек и  $T_{\frac{1}{2}} \approx 25$  сек и по энергиям протонов:  $E_p \approx 5$  Мэв и  $E_p = 2,5-3$  Мэв соответственно. Результаты дальнейших опытов, выполненных в Дубне, приводятся ниже, в сводной табл. 1. Хотя однозначная идентификация ответственных за вышеупомянутое протонное излучение изотопов в этих опытах не была дана, однако сравнение полученных в Дубне результатов с данными описываемых далее более поздних работ позволяет считать, что изотоп с  $T_{\frac{1}{2}} < 0,1$  сек и  $E_p \approx 5$  Мэв (уточненные значения  $T_{\frac{1}{2}}$  и  $E_p$  см. в табл. 1) — это, скорее всего,  $\text{Ne}^{17}$ .

Первым идентифицированным излучателем запаздывающих протонов оказался изотоп  $\text{Si}^{25}$ , полученный канадской группой исследователей на синхротронном ускорителе Мак-Гиллского университета в реакциях  $\text{Al}^{27}(p, 3n)$  и  $\text{Si}^{28}(p, p 3n)$  под действием протонов с энергией 97 Мэв [13]. Предположение о том, что наблюдавшееся в промежутках между импульсами ускорителя протонное излучение Al- и Si-мишеней (со временем запаздывания более 10 мсек) было обусловлено распадом  $\text{Si}^{25}$ , основывалось первоначально на виде функций возбуждения и на том, что запаздывающие протоны с лабораторной энергией  $4,2 \pm 0,2$  Мэв отсутствовали при бомбардировке более легких, чем алюминий, мишеней.

Подробное описание исследований канадской группы можно найти в работе [28]. Опыты проводились на выведенном пучке протонов, мишенная камера эвакуировалась для уменьшения фона радиации от воздуха и снижения минимальной энергии регистрируемых протонов. Энергия бомбардирующих протонов варьировалась с помощью алюминиевых поглотителей, располагавшихся перед коллиматором мишенной камеры. Детектором служил кремниевый *pn*-детектор, перед которым помещались алюминиевые фольги для отсека  $\alpha$ -частиц и установления спектра регистрируемых протонов. Наличие фона  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения ограничивало энергию регистрируемых протонов снизу значением  $E_p = 2,5$  Мэв, верхнее значение  $E_p = 4,5$  Мэв задавалось толщиной переходного рабочего слоя детектора. Градуировка детектора производилась с помощью различ-

ных  $\alpha$ -источников. Достаточно четкое выделение отдельных групп в спектре регистрируемых протонов удавалось получить при толщине поглотителей более  $4,3 \text{ мг/см}^2$ . В отдельных опытах эта толщина достигала  $8,6 \text{ мг/см}^2$ , что соответствует отсечению  $\alpha$ -частиц с энергией до  $12 \text{ Мэв}$ .

Протоны попадали на внешнюю мишень 400 раз в секунду в течение нескольких микросекунд. Регистрация запаздывающего излучения для измерений спектра протонов начиналась через  $200 \text{ мксек}$  и заканчивалась через  $1700 \text{ мксек}$  после каждого «обстрела» мишени.

В специальных опытах, целью которых являлось определение периода полураспада излучателя запаздывающих протонов, длительность подачи бомбардирующего пучка на мишень и интервалов между «обстрелами» составляла по  $1 \text{ сек}$ . Кривые распада строились по трем точкам, каждая из которых отвечала интервалу длительностью  $0,25 \text{ сек}$ . Таким способом для  $\text{Si}^{25}$  [28] было получено значение  $T_{1/2} = 0,3^{+0,2}_{-0,1} \text{ сек}$ .

Надо отметить, что скорость радиоактивного распада, равно как и зависимость выхода от энергии бомбардирующих протонов (от порога  $\sim 50 \text{ Мэв}$  до  $97 \text{ Мэв}$ ), последовала порознь для каждой из трех основных энергетических групп в спектре запаздывающих протонов ( $E_{p_1} \approx 3,4 \text{ Мэв}$ ;  $E_{p_2} \approx 4,2 \text{ Мэв}$ ;  $E_{p_3} \approx 4,65 \text{ Мэв}$ ) и для обоих вариантов получения  $\text{Si}^{25}$  — при бомбардировке алюминия и кремния. Эти обстоятельства существенны для идентификации излучателя протонов. Так, например, в спектре запаздывающих протонов многих ядер ( $\text{Ne}^{17}$ ,  $\text{Mg}^{21}$ ,  $\text{Si}^{25}$ ) имеется линия  $4,8-4,9 \text{ Мэв}$ . Тем не менее примеси одних таких ядер к другим удается заметить и количественно охарактеризовать благодаря различиям в периодах полураспада и в порогах ядерных реакций, приводящих к их образованию. Вследствие таких различий зависимости интенсивности смешанных групп в спектре запаздывающих протонов от энергии бомбардирующих частиц и времени измерения на кривых распада отличаются от аналогичных зависимостей для «чистых» групп.

В качестве дополнительного довода в пользу идентификации излучателя протонов как  $\text{Si}^{25}$  в работе [13] упоминалось также соответствие энергии запаздывающих протонов ( $4,2 \text{ Мэв}$ ), ожидаемой при распаде  $\text{Al}^{25*} \rightarrow p + \text{Mg}^{24}$  с известного (см., например, [29]) уровня  $\text{Al}^{25}$ , с энергией  $6,70 \text{ Мэв}$  при энергии связи протона  $B_p(\text{Al}^{25}) = 2,29 \text{ Мэв}$ . В дальнейшем, однако, возникло предположение [30], что линия в  $4,2 \text{ Мэв}$  в спектре запаздывающих протонов обусловлена сверхразрешенным  $\beta^+$ -распадом  $\text{Si}^{25}$  на уровень  $7,93 \text{ Мэв}$   $\text{Al}^{25}(T = 3/2)$  и последующим испусканием протонов:  $\text{Al}^{25*} \rightarrow p + \text{Mg}^{24*}$  с образованием возбужденного ( $1,37 \text{ Мэв}$ )  $\text{Mg}^{24}$ . За недостатком места мы не будем касаться здесь деталей, связанных с абсолютизацией сечений и с проверкой возможностей рассеяния мишенью первичных протонов в направлении детектора и последующих реакций в самом детекторе. Не будем останавливаться и на той части работ [13, 28], которая относится к другим пейтрондефицитным изотопам —  $\text{Mg}^{21}$ ,  $\text{Ne}^{17}$  и  $\text{O}^{13}$ , окончательно идентифицированным (вместе с определением их периодов полураспада) в более поздних канадских экспериментах. Сводка основных данных приводится в табл. 1, комментарии по поводу полученных результатов следуют за этой таблицей.

В третьем и четвертом столбцах таблицы даны значения масс-дефектов (в  $\text{C}^{12}$ -шкале) и энергий  $\beta^+$ -распада, полученные простейшим вариантом использования соотношения (1), вроде оценки  $B_p(\text{S}^{30}) = B_p(\text{Al}^{29}) - \Delta B_0(\text{S}^{32})$ . Основанные на этом соотношении масс-дефекты в  $\text{O}^{16}$ -шкале и  $E_{\beta^+} = Q_{\beta^+} - 1,02 \text{ Мэв}$  приводились нами ранее в работе [8] и в обзоре [45].

Таблица 1

## Идентифицированные излучатели называющихся протонов

Идро	Реакция получения	Масс-дефект ( $M - A$ ), $M_{эв}$ (в $Si^{29}$ -шкале)	Энергия $\beta^+$ -распада $Q_{\beta^+}$ , $M_{эв}$	$T_{1/2}$ , мсек	Энергия запаздывающих протонов в СИТ ( $M_{эв}$ ) и выход разных групп	Литература
$C^9$	а) $C^{12}(He^3, He^6)$	28,9 28,95±0,15	16,5			30
	б) $C^{12}(p, d2n)$ $B^{10}(p, 2n)$ $B^{11}(p, 3n)$			127±3	12,25±0,20 (100) $\Gamma = 0,8 \pm 0,1$ 9,25±0,25 (~150) $\Gamma = 1,4 \pm 0,2$	31
	а) $N^{14}(p, 2n)$	23,4	18,0 (17,5)	8,7±0,4	7,55±0,04 (24) 6,93±0,04 (100)	32
$O^{13}$	б) воздух (N, O) + p				4,50±0,1 (100) 3,97±0,1 (50)	28
	а) $F^{19}(p, 3n)$	16,7	14,7	102±7	7,39±0,05; 5,40±0,05 4,87±0,04 4,04±0,06	33, 34
$Ne^{17}$	б) $O^{16}(He^3, 2n)$			107±5	7,03; 5,3 4,80±0,95; 3,9	35
	в) Ni + $Ne^{20}$ Ta, Cu, Al + + $Ne^{20}$			85±15	5±0,2	27, 36, 37
	г) $N^{14}(Li^6, 3n)$			100—5000	~6; 4,85—5,14; 4,1—4,5; 3,5—4,03; 3,0—3,3; 2,63—2,93; 2,2—2,5	38
$Mg^{21}$	$Mg^{24}(p, d2n)$ $Na^{23}(p, 3n)$	10,9	13,1	121±5	6,45±0,04; 4,81±0,05 4,03±0,06; 3,44±0,06	39, 34
	$Si^{28}(p, d2n)$ $Al^{27}(p, 3n)$	3,95	12,9	225±6	5,61±0,04; 4,87±0,06; 4,25±0,04; 3,48±0,04	39, 34
$S^{29}$	а) $S^{32}(p, d2n)$	-3,6	13,4 (14,0)	195±8	5,59±0,04; 5,36±0,10; 3,86±0,04; 3,60±0,06	40
	б) $Si^{28}(He^3, 2n)$			180±10	5,5±0,08	35

Продолжение табл. 1

Ядро	Реакции получения	Масс-дефект ( $M - A$ ), $Mэв$ (в $Sc^2$ -шкале)	Энергия $\beta^+$ -распада $Q_{\beta^+}$ , $Mэв$	$T_{1/2}$ , $мсек$	Энергии запаздывающих протонов в СИР ( $Mэв$ ) и выход разных групп	Литература
Ar <sup>33</sup>	а) Cl <sup>35</sup> ( $p, 2n$ )	-9,05	11,9 (11,8)	178 ± 10	5,26 ± 0,1; 3,26 ± 0,05	41
	б) S <sup>32</sup> (He <sup>3</sup> , 2n)		(11,49)	182 ± 5	3,90 ± 0,10 (2%) 3,256 ± 0,030 (98%)	42
Ca <sup>37</sup>	а) Ca <sup>40</sup> ( $p, 2n$ ) K <sup>39</sup> ( $p, 3n$ )	-13,05	11,8 (11,6)	173 ± 4	4,12 (?); 3,21 ± 0,04	43
	б) Ar <sup>36</sup> (He <sup>3</sup> , 2n)		(11,46)	170 ± 5	4,00 ± 0,10 (1%) 3,172 ± 0,030 (99%)	42
Ti <sup>41</sup>	Ca <sup>40</sup> (He <sup>3</sup> , 2n)	-16,4	12,2 (12,7)	90,5 ± 2	5,43 ± 0,05 (5%) 4,75 ± 0,03 (50%) 4,22 ± 0,05 (4%) 3,77 ± 0,03 (16%) 3,13 ± 0,03 (17%) 2,37 ± 0,1 (8%)	42
Te <sup>108</sup>		( $M - A$ ), $Mэв$	$Q_{\beta^+}$ , $Mэв$	$B_{p, дочерн}$ , $Mэв$	$Q_{\alpha}$ , $Mэв$	Литература
		-30,42	7,96	0,22	4,02	22
		-30,73	7,16	1,09	2,51	23
		-69,62	5,10	2,43	1,55	24
	Ru <sup>96</sup> (O <sup>16</sup> , 2n) $T_{1/2} = 5,3 \pm 2$ +0,4 $сек$ Порог реакции ( $Mэв$ ): 71 [22]; 68 [23]; 62,7 [24]				Лаборат. энергия протонов: 3,7 ± 0,1 3,4 ± 0,1 2,6 (широкая группа)	44

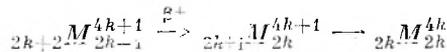
Небольшие изменения значений в отдельных случаях связаны с уточнением других величин энергий связи. В тех случаях, когда принимавшиеся в цитируемых экспериментальных работах, например на основании данных Пенекке [16], значения  $Q_{\beta^+}$  отличались от следствий соотношения (1), эти принятые величины  $Q_{\beta^+}$  давались в скобках.

Как правило, использование соотношений (1) — (6), а равно данных рис. 1 и 2 приводит к результатам, совпадающим в пределах 1  $Mэв$ . Поясним сказанное на примере Sc<sup>39</sup>. Для этого ядра простейший вариант использования соотношения (1) дает:  $B_p(Sc^{39}) = B_n(Ar^{39}) - B_0(Sc^{42}) = -0,70 Mэв$ . С другой стороны, из этого же соотношения следует:

$B_n(\text{Sc}^{40}) = B_p(\text{K}^{40}) + \Delta B_0(\text{K}^{38})$ , откуда масс-дефект  $(M - A)(\text{Sc}^{39}) = -14,47 \text{ Мэв}$ . Определив аналогичным путем  $(M - A)(\text{Ca}^{38}) = -22,08 \text{ Мэв}$ , получим затем  $B_p(\text{Sc}^{39}) = -0,32 \text{ Мэв}$  — разница в  $0,4 \text{ Мэв}$ . Соответственно  $Q_{\beta^+}(\text{Sc}^{39}) = 12,8 - 13,2 \text{ Мэв}$ , тогда как из соотношений (2) — (6) следует  $Q_{\beta^+}(\text{Sc}^{39}) = Q_{\beta^-}(\text{Ar}^{39}) + 2Q_{\beta^+}(\text{Ca}^{39}) = 13,56 \text{ Мэв}$ . Наконец, на основании данных рис. 2 находим  $Q_{\beta^+}(\text{Sc}^{39}) = Q_{\beta^+} + \Delta_{3/2, 1/2} \approx 13,4 \text{ Мэв}$ .

На рис. 3 и 4 даны два примера спектров запаздывающих протонов, полученных при бомбардировке никеля ионами  $\text{Ne}^{20}$  [36, 37] с энергией  $\sim 130 \text{ Мэв}$  и алюминия — протонами [34] с энергией  $80 \text{ Мэв}$ . Сводка предполагаемых схем распада ряда излучателей запаздывающих протонов представлена на рис. 5. В этих схемах используются данные известных таблиц [29, 46].

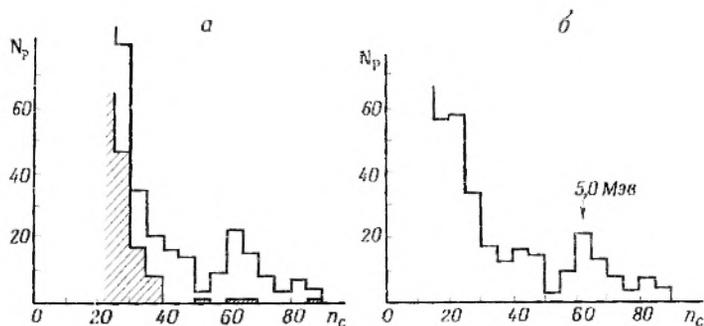
Основное место среди перечисленных в табл. 1 идентифицированных излучателей запаздывающих протонов занимают ядра с изотопическим спином  $T = 3/2$ ,  $Z = 2k + 2$ ,  $N = 2k - 1$  ( $k = 2-10$ ), к числу которых относятся и уже упоминавшиеся  $\text{Si}^{25}$  и  $\text{Ne}^{17}$ . Именно в этом ряду искал в свое время излучатели запаздывающих протонов Альварец [4], получение изотопов именно этого ряда с помощью ионов  $\text{He}^3$  предлагалось Н. А. Власовым [26]. При  $\beta^+$ -распаде таких изотопов и последующем испускании протонов:



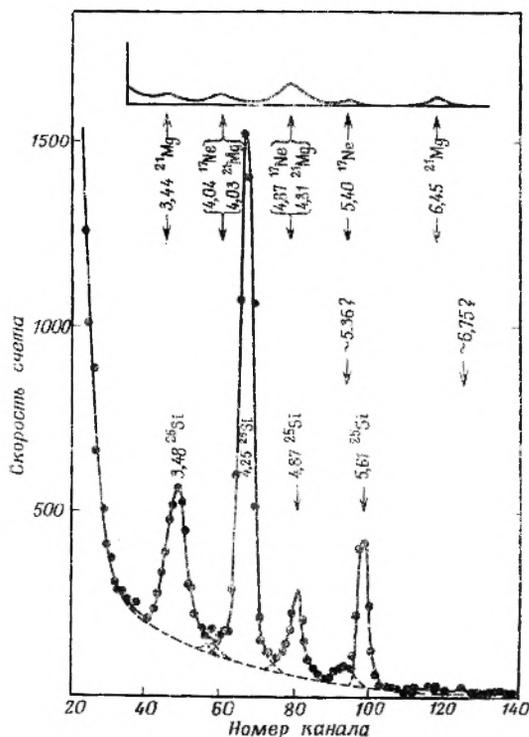
образуются  $\alpha$ -частичные ядра с  $T = 0$ .

С<sup>9</sup>. а) Это единственный из названных в табл. 1 изотопов, для которого была непосредственно определена масса [30] — путем прецизионного измерения с помощью  $\left(\frac{dE}{dX} - E\right)$ -телескопа полупроводниковых счетчиков энергии ядер  $\text{He}^6$ , испускаемых под разными углами в реакции  $\text{C}^{12}(\text{He}^3, \text{He}^6)\text{C}^9$  под действием ионов  $\text{He}^3$  с энергией  $65 \text{ Мэв}$ . Сечение образования  $\text{C}^9$  было найдено порядка  $1 \text{ мкбарн/стерад}$ .

б) Изучение характеристик распада  $\text{C}^9$  [31], как и все последующие за работой [28] эксперименты канадской группы [31—34, 39—41, 43], производилось на внутреннем пучке протонов магиллского синхротронотрона, в перерывах (длительностью до  $1 \text{ сек}$ ) между  $30-40\text{-мсек}$  импульсной бомбардировкой мишеней. Энергия протонов, максимальное значение которой равнялось  $97 \pm 3 \text{ Мэв}$ , варьировалась положением мишени и регистрирующей системы внутри камеры ускорителя. Детектором протонов служил поверхностно-барьерный кремниевый детектор площадью  $200 \text{ мм}^2$ , с толщиной рабочего слоя  $300-500 \text{ мк}$  (что отвечает  $E_p = 6-8 \text{ Мэв}$ ). В опытах с  $\text{C}^9$  использовался также  $\left(\frac{dE}{dX} - E\right)$ -телескоп из двух детекторов, позволявший регистрировать протоны с энергиями от  $0,3$  до  $14 \text{ Мэв}$ . Обе зарегистрированные группы протонов предположительно связаны с распадом возбужденного на  $12,05 \text{ Мэв}$  уровня  $\text{V}^9$  (протонно-нестабильного и в основном состоянии) в основное и возбужденное состояния  $\text{Be}^8$  с энергией  $2,9 \text{ Мэв}$  (см. [46] и рис. 5, а); обе группы характеризуются ширинами  $\Gamma$ , значительно превосходящими аппаратное разрешение по энергии (см. рис. 3 и 4). Кривые распада  $\text{C}^9$  и других изотопов получались с помощью многоканального анализатора, как правило, разбиением всего времени измерений на 4 интервала. При регистрации импульсов с энергией  $4-10 \text{ Мэв}$  была обнаружена примесная компонента со временем



Р и с. 3. Спектр запаздывающих протонов при бомбардировке никеля понами  $\text{Ne}^{20}$ . Толщина Al-диска 50 мк, рабочего слоя Si-детектора 200 мк. При определении энергии группы протонов с энергией 5 Мэв учтено поглощение в веществе между диском и кремневыми детекторами, а также поглощение в самом диске за счет возбуждения ядер: а)  $\beta$ - и  $\gamma$ -фон заштрихован; б)  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектр вычтен. Рисунок взят из работ [36, 37].



Р и с. 4. Спектр запаздывающих протонов при бомбардировке  $2.4 \text{ мг/см}^2$  Al-мишени протонами с энергией 80 Мэв. Каждый пик отмечен значением энергии в СИТ. Энергии двух пиков (5,36 и 6,75 Мэв) неопределенного происхождения пересчитаны в СИТ для  $\Delta t = 25$ . Энергии и погрешности пиков, приписываемых распаду  $\text{Si}^{28}$ , равняются:  $(3,48 \pm 0,04)$ ,  $(4,25 \pm 0,04)$ ,  $(4,87 \pm 0,06)$  и  $(5,61 \pm 0,04)$  Мэв. Наверху показан спектр, полученный с Mg-мишенью при той же энергии протонов. Этот спектр был нормализован таким образом, чтобы пик в канале 79 имел интенсивность, равную одной четверти от наблюдаемой в канале 81 в основном спектре. Рисунок взят из работы [34].

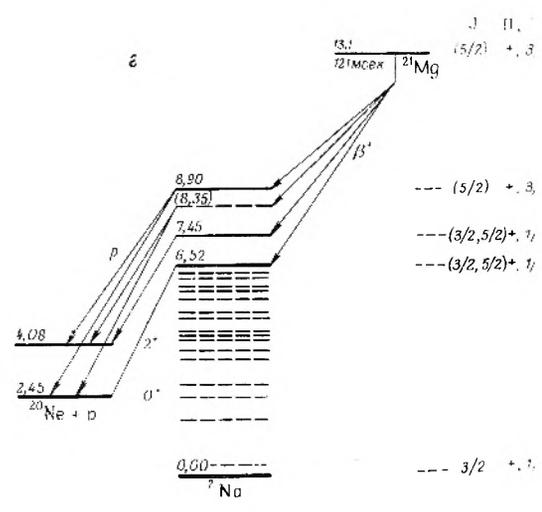
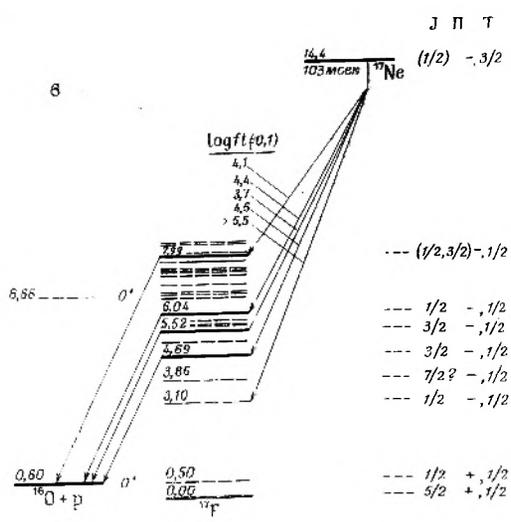
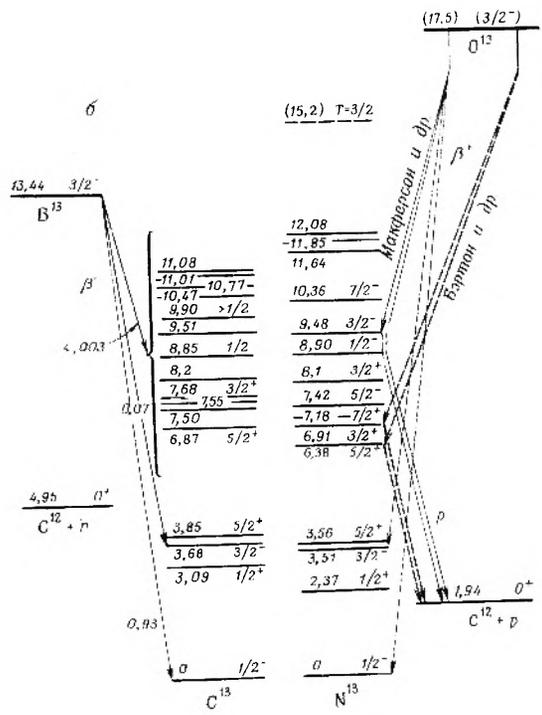
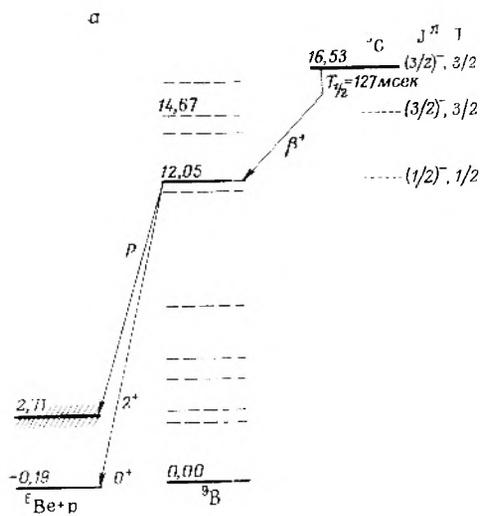
жизни 800 мсек, связанная, видимо, с регистрацией распада  $B^8$  и  $Li^8$ . Возможно, что именно образование этих ядер в опытах Д'Ауриа и Прейсса [47], бомбардировавших бериллий и углерод ионами  $C^{12}$  с энергией 120 Мэв на линейном ускорителе Йельского университета, привело названных авторов к ошибочному заключению о периоде полураспада  $Ne^{17}$  ( $690 \pm 30$  мсек, по данным [47]).

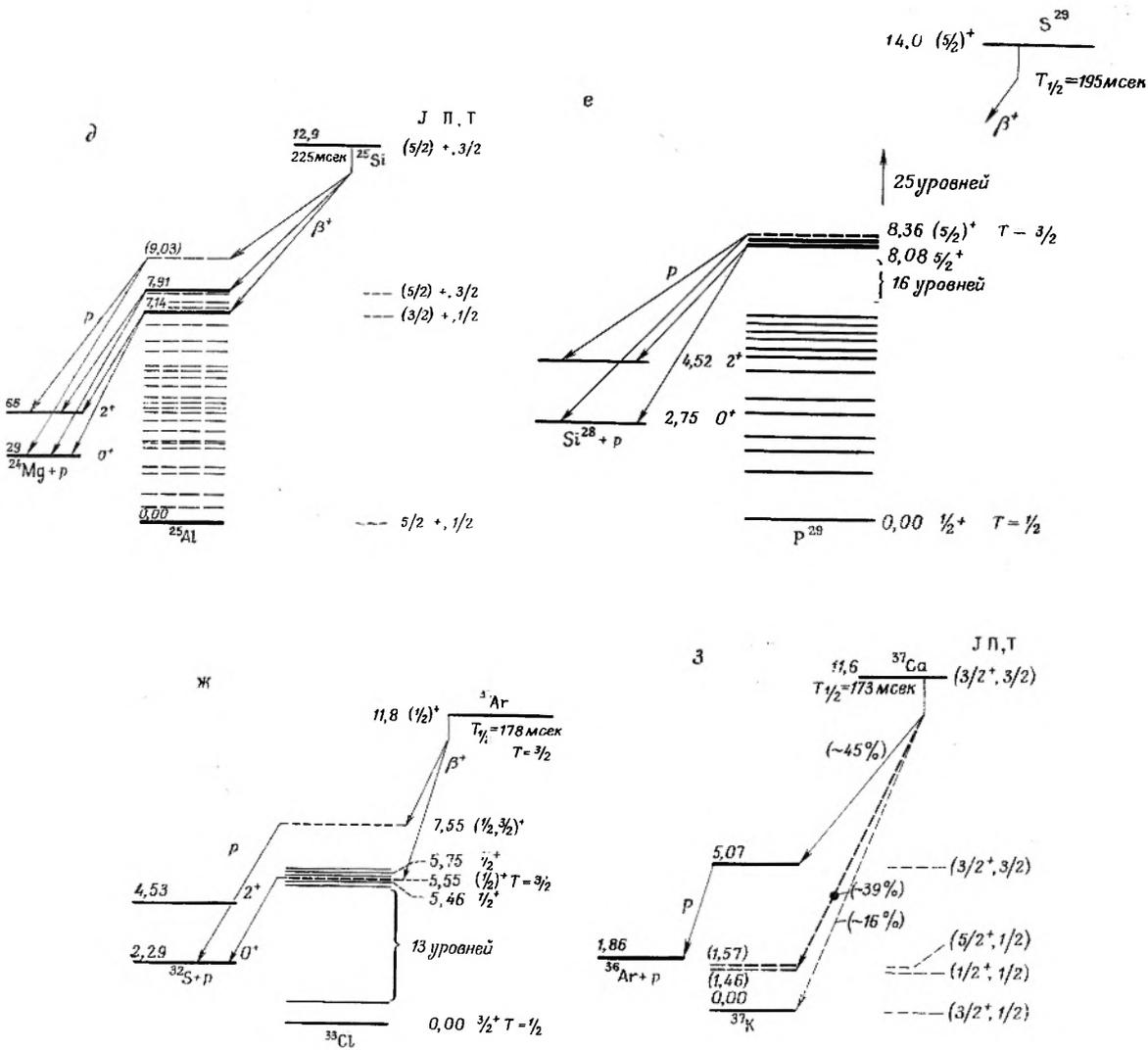
$O^{13}$ . Сечение 0,7 мкбарн для испускания запаздывающих протонов с энергиями 6,93 и 7,55 Мэв, установленное при бомбардировке азота протонами с энергией 40—50 Мэв на линейном ускорителе Брукхэвенской лаборатории [32], приписывается разрешенным  $\beta^+$ -переходам, тогда как сечение 0,21 мкбарн для протонов меньших энергий (0,14 мкбарн для группы 4,50 Мэв [28]) соответствует, согласно [28],  $\beta^+$ -переходам первого порядка запрещения. Между тем сечения для переходов с  $lg ft \approx 5$  и  $lg ft \approx 9$  должны были бы различаться примерно на 3 порядка. Таким образом, данные работ [28] и [32] нельзя считать согласующимися (см. рис. 5, б). При бомбардировке тефлоновой мишени ионами  $He^3$  с энергией 33 Мэв было обнаружено [35] появление трех групп запаздывающих протонов с лабораторными энергиями 7,15; 4,72 и 4,25 Мэв (соотношение интенсивностей 1 : 3 : 8) и весьма слабой четвертой группы с энергией 3,85 Мэв. Предполагают [35], что эти протоны были обусловлены образованием  $O^{13}$  в реакции  $C^{12}(He^3, 2n)$  или  $Na^{13}$  в реакции  $F^{19}(He^3, 3n)$ . Однако такие предположения не согласуются ни с данными работы [32], ни со схемой уровней  $O^{13}$  (рис. 5, б). Что же касается  $Na^{19}$ , то это ядро, согласно соотношению (1) [7, 8], должно быть протонно-нестабильным, с энергией распада 0,3 Мэв:  $Na^{19} \rightarrow Ne^{18} + p + 0,3$  Мэв.

$Ne^{17}$ . а) Был получен также в виде примесей к основным продуктам бомбардировки протонами алюминия ( $Si^{25}$ ) и магния ( $Mg^{21}$ ), в реакциях  $Al^{27}(p, 2\alpha 3n)Ne^{17}$  и  $Mg^{24}(p, d\alpha 2n)Ne^{17}$  [34, 39] (см. рис. 4). Набрана жирным шрифтом в шестом столбце здесь и далее наиболее интенсивная линия в спектре запаздывающих протонов:  $E_p = 4,87 \pm 0,04$  Мэв; распад  $Ne^{17} \left( \frac{1}{2}^-, T = \frac{3}{2} \right) \rightarrow F^{17} (5,52 \text{ Мэв}; \frac{3}{2}^-, T = \frac{1}{2}) \rightarrow O^{16} + p$  (см. рис. 5, в).

б) Опыты [35] с ионами  $He^3$  с энергией 33 Мэв проводились на выведенном пучке 150-сантиметрового циклотрона Аргоннской лаборатории. Специальное механическое устройство прерывало пучок и подавало мишень к полупроводниковому детектору для измерений характеристик распада, продолжавшихся от 0,02 сек до 1 сек после выключения пучка.

в) В опытах [36, 37], проводившихся как и [27], на внутреннем пучке циклотрона многозарядных ионов в Дубне, применялся усовершенствованный  $\left( \frac{dE}{dX} - E \right)$ -телескоп из трех счетчиков — пропорционального и двух поверхностно-барьерных. Авторы [27, 36, 37] связывали наблюдавшуюся ими активность с одним из трех изотопов —  $Ne^{17}$ ,  $Mg^{20}$ ,  $Mg^{21}$ . Вариант  $Mg^{20}$  отбрасывается: на основании оценок [20, 21, 48] для этого изотопа ожидается  $T_{1/2} \approx 1$  сек. Значение  $E_p = 5 \pm 0,2$  Мэв совместимо с основными линиями спектров протонов и  $Ne^{17}$  и  $Mg^{21}$ . Значение  $T_{1/2}$  говорит скорее в пользу  $Ne^{17}$ .

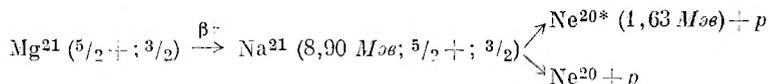




Р и с. 5. а—з—предполагаемые схемы распада излучателей запаздывающих протонов —  $C^9$  [31],  $O^{13}$  [28, 32],  $Ne^{17}$  [34],  $Mg^{21}$  [34],  $Si^{25}$  [34],  $S^{29}$ ,  $Ar^{33}$  [41],  $Ca^{37}$  [43]. Сплошными линиями обозначены ранее известные уровни (для ядер с  $Z > 20$ , по большей части, приведенные в работе [29]), пунктирными линиями — уровни, предполагаемые в цитируемых здесь работах.

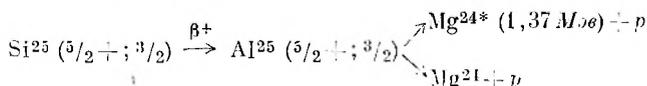
г) Опыты [38] с ионами  $\text{Li}^6$  с энергией 66  $Mэв$  проводились, как и [35], на выведенном пучке 150-сантиметрового циклотрона Аргонской лаборатории. Длительность импульсов облучения и перерывов между этими импульсами равнялась 166  $mсек$  и 5  $сек$ .

$\text{Mg}^{21}$ . Был получен также в виде примеси к  $\text{Si}^{25}$  при бомбардировке протонами алюминия:  $\text{Al}^{27}(p, \alpha 3n)\text{Mg}^{21}$  [34]. Первоначальные варианты объяснения спектра запаздывающих протонов распада  $\text{Mg}^{21}$  строились [28] лишь на основе уже известных уровней [29]. Поэтому наиболее интенсивная линия ( $E_p = 4,81 \pm 0,05 Mэв$ ) трактовалась вначале [28] как обусловленная  $\beta^+$ -переходом на уровень  $\text{Na}^{21}$  с энергией 7,45  $Mэв$ . В дальнейшем [34, 35], однако, на основании оценок ожидаемого положения уровня  $\text{Na}^{21}$  с изоспином  $T = 3/2$  было выдвинуто естественное предположение, что энергия этого ранее не наблюдавшегося уровня лежит около 8,90  $Mэв$  и что линии  $4,81 \pm 0,05 Mэв$  и  $6,45 \pm 0,04 Mэв$  отвечают сверхразрешенному  $\beta^+$ -распаду:



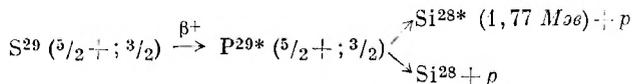
(см. рис. 5, з).

$\text{Si}^{25}$ . Был получен также в виде примесей к  $\text{S}^{29}$  и к  $\text{Ar}^{33}$  в результате реакций  $\text{S}^{32}(p, d\alpha 2n)\text{Si}^{25}$  [40] и  $\text{Cl}^{35}(p, 2\alpha 3n)\text{Si}^{25}$  [41]. Наиболее интенсивная линия  $E_p = 4,25 \pm 0,04 Mэв$ , а также линия  $5,61 \pm 0,04 Mэв$ , видимо, связаны со сверхразрешенным  $\beta^+$ -распадом на предполагаемый [34] уровень 7,91  $Mэв$   $\text{Al}^{25}$  ( $T = 3/2$ ):



(см. рис. 5, д). Предполагаемый уровень 9,03  $Mэв$   $\text{Al}^{25}$  может быть сопоставлен с уровнем 1,07  $Mэв$   $\text{Na}^{25}$  (что отвечало бы  $T = 3/2$  для этого уровня  $\text{Al}^{25}$ ), но является довольно ненадежным.

$\text{S}^{29}$ . а) Была получена также в виде примесей к  $\text{Ar}^{33}$  в реакции:  $\text{Cl}^{35}(p, \alpha 3n)\text{S}^{29}$  [41]. Наиболее интенсивная линия  $E_p = 5,59 \pm 0,04 Mэв$ , а также линия  $3,86 \pm 0,04 Mэв$ , по-видимому, связаны со сверхразрешенным  $\beta^+$ -распадом на предполагаемый [40] уровень 8,36  $Mэв$   $\text{P}^{29}$  ( $T = 3/2$ ):



(см. рис. 5, е).

б) приводимое в работе [35] значение порога реакции  $\text{Si}^{28}(\text{He}^3, 2n)\text{S}^{29}$   $E_{\text{порог}} = 25,7 Mэв$ , несомненно, завышено. Ожидаемое значение, согласно [7, 8],  $E_{\text{порог}} \approx 21,1 Mэв$ .

$\text{Ar}^{33}$ . а) Наиболее интенсивная линия  $E_p = 3,26 \pm 0,05 Mэв$ , видимо, связана со сверхразрешенным  $\beta^+$ -распадом на предполагаемый [41] уровень 5,55  $Mэв$   $\text{Cl}^{33}$  ( $T = 3/2$ ), а линия  $5,26 \pm 0,1 Mэв$  с  $\beta^+$ -распадом на предполагаемый уровень 7,55  $Mэв$   $\text{Cl}^{33}$  (см. рис. 5, ж).

б) Опыты [42] проводились на выведенном пучке ионов  $\text{He}^3$  с энергией 31,8  $Mэв$  на 150-сантиметровом циклотроне Брукхэвенской лаборатории.

Мишенями служили газообразный  $\text{H}_2\text{S}$  и твердая сера. Идентификация  $\text{Ar}^{33}$ , равно как  $\text{Ca}^{37}$  и  $\text{Ti}^{41}$  (см. далее), основывалась на виде функций возбуждения и порогах реакций. В работе [35] сообщается о наблюдении в тех же условиях (бомбардировка серы ионами  $\text{He}^3$  с энергией  $33 \text{ Мэв}$ ) двух групп запаздывающих протонов — с энергиями  $4,5 + 0,1$  и  $\sim 6 \text{ Мэв}$ , приписываемых авторами [35] изотопам  $\text{Ar}^{33}$  или  $\text{Ar}^{32}$ .

$\text{Ca}^{37}$ . Наиболее интенсивная линия  $E_p \approx 3,2 \text{ Мэв}$  [42, 43] отвечает сверхразрешенному  $\beta^+$ -распаду на уровень  $5,07 \text{ Мэв}$   $\text{K}^{37}$  ( $T = 3/2$ ). Как указали Бакал и Барнес [49], установление периода полураспада  $\text{Ca}^{37}$  существенно для ряда астрофизических задач, поскольку оно помогает определению потока солнечных нейтрино по выходу реакции  $\text{Cl}^{37} + \nu \rightarrow \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ , зеркальной по отношению к  $\beta^+$ -распаду  $\text{Ca}^{37} \rightarrow \text{K}^{37} + e^+ + \nu$ . Чтобы найти этот поток по экспериментально наблюдаемой скорости счета актов захвата нейтрино, надо знать полное сечение захвата. Между тем сечения могут быть достаточно точно рассчитаны лишь для двух ветвей захвата нейтрино — с образованием  $\text{Ar}^{37}$  в основном состоянии (из скорости распада  $\text{Ar}^{37}$  путем электронного захвата;  $ft = 1,14 \cdot 10^5 \text{ сек}$ ) и в возбужденном состоянии с  $T = 3/2$  (сверхразрешенный захват;  $ft = 1,9 \cdot 10^3 \text{ сек}$ ). Определение периода полураспада  $\text{Ca}^{37}$  дает вклад других ветвей в реакцию захвата нейтрино. Оценки роли  $\beta^+$ -распада  $\text{Ca}^{37}$  на уровни  $1,46$  и  $1,57 \text{ Мэв}$   $\text{K}^{37}$  представлены на рис. 5, з [43].

$\text{Ti}^{41}$ . Наиболее интенсивная линия ( $E_p = 4,75 + 0,03 \text{ Мэв}$  [42]) возникает вследствие сверхразрешенного  $\beta^+$ -распада  $\text{Ti}^{41}$  на ранее не известный уровень  $\sim 5,8 \text{ Мэв}$   $\text{Ca}^{41}$  ( $T = 3/2$ ).

$\text{Mg}^{21} - \text{Ti}^{41}$ . Наиболее интересным аспектом исследований испускания запаздывающих протонов вышеназванными шестью ядрами от  $\text{Mg}^{21}$  до  $\text{Ti}^{41}$  оказалось получение довольно обширной информации об изотопических аналоговых состояниях в квадруплетах с изоспином  $T = 3/2$ . То, что при переходе от  $\text{Ne}^{17}$  и  $\text{Mg}^{21}$  к излучателям запаздывающих протонов с большими  $Z$  должно наблюдаться все более сильное преобладание сверхразрешенных  $\beta^+$ -распадов, было отмечено еще в работах [20, 21]. Возможность вылета протонов и после сверхразрешенного  $\beta^+$ -распада рассматривалась там как условие, способствующее наблюдаемости испускания запаздывающих протонов.

Анализ приведенных выше экспериментальных результатов был выполнен Харди и Марголисом [50]. Эти авторы сперва рассчитали значения  $\lg ft$  для сверхразрешенных переходов ( $T = 1/2$ )  $\rightarrow$  ( $T = 1/2$ ) при  $A = 17-39$  с учетом влияния деформации на гамовско-теллеровские матричные элементы и убедились в согласии расчетов с результатами экспериментов. Затем аналогичные расчеты были выполнены для сверхразрешенного  $\beta^+$ -распада ( $T = 3/2$ )  $\rightarrow$  ( $T = 3/2$ ) ядер от  $\text{Ne}^{17}$  до  $\text{Ca}^{37}$ , и во всех случаях найдено  $\lg ft = 3,30$  (с точностью до 1%). Наконец, на основании экспериментальных данных об относительном вкладе разных групп в спектры запаздывающих протонов были рассчитаны значения  $\lg ft$  для разрешенных  $\beta^+$ -переходов при распаде ядер от  $\text{Mg}^{21}$  до  $\text{Ca}^{37}$ , лежащие в пределах от 3,7 до 4,7. Надо, однако, сказать, что детали схем уровней и переходов и точные расчеты значений  $\lg ft$  для разных вариантов распада пока значительно менее достоверны, чем данные относительно сверхразрешенных  $\beta^+$ -переходов. Это следует хотя бы из пересмотра ряда первоначальных предположений [28] о механизме распада  $\text{Mg}^{21}$  и  $\text{Si}^{25}$  и из отказа от суще-

ствования некоторых уровней из числа тех, для которых в работе [50] даже были рассчитаны значения  $\lg ft$ .

В более поздней работе [50a] значения  $\lg ft$  были измерены для ряда ответвлений  $\beta^+$ -распада изотопов  $Mg^{21}$ ,  $Si^{25}$ ,  $S^{29}$ ,  $Ar^{33}$  и  $Ca^{37}$  путем сопоставления интенсивности разных пиков в спектрах испускаемых ими запаздывающих протонов с пиками в спектре  $Ne^{17}$ . Измеренные значения  $\lg ft$  для сверхразрешенных ветвей  $\beta^+$ -распада оказались в хорошем согласии с расчетами и равны соответственно 2,9; 3,0; 3,1; 3,6 и 3,3 (во всех случаях  $+0,3$ ).

Заметим, что вылет протонов с возбужденных уровней всех перечисленных изотопов с изотопическим спином  $T = 3/2$  происходит с изменением изотопического спина:  $\Delta T = 1$ , например  $Si^{25*} \rightarrow Mg^{24} + p$ ,  $T = 3/2$ ,  $T = 0$ ,  $T = 1/2$ , поскольку энергии распада не хватает на то, чтобы конечное ядро возникало в возбужденном состоянии с изотопическим спином  $T = 1$ .

Таким образом, уровни дочерних продуктов  $\beta^+$ -распада, с которых происходит испускание запаздывающих протонов, принадлежат к числу метастабильных по соображениям сохранения изотопического спина — типа рассмотренных Я. Б. Зельдовичем [50б] — и поэтому их ширина, по-видимому, не превосходит нескольких *кэв*.

$Mg^{20} - Ti^{40}$ . Перечисленные выше изотопы, конечно, далеко не исчерпывают список возможных излучателей запаздывающих протонов. В качестве дополнительных примеров будущего расширения этого списка, хотя бы для только что названных элементов от магния до титана, приведем ядра с  $T = 2$ ;  $Z = 2k + 2$ ;  $N = 2k - 2$  от  $Mg^{20}$  до  $Ti^{44}$ .

Сопоставляя соотношения (4) — (6), рис. 1 и 2 и данные о схемах  $\beta^-$ -распада  $O^{20}$ ,  $Ne^{24}$ ,  $Mg^{28}$  и  $Si^{32}$ , можно получить перечисленные в табл. 2 оценки характеристик  $\beta^+$ -распада некоторых излучателей запаздывающих протонов.

Фигурирующие в табл. 2 величины энергий можно считать справедливыми с точностью не менее  $1 \text{ Мэв}$ , периоды полураспада — соответственно с точностью до множителя 2—3.

Таблица 2

Ожидаемые характеристики распада некоторых ядер  
с  $Z = 2k + 2$ ,  $N = 2k - 2$ 

Ядро	$Mg^{20}$	$Si^{24}$	$S^{28}$	$Ar^{32}$	$Ca^{36}$	$Ti^{40}$
$Q_{\beta^+}$ , Мэв	10,6	11,0	11,0	10,7	10,3	11,1
$Q_{\beta^+}^0$ , Мэв	4,1	4,6	5,1	5,6	6,1	6,6
$\Delta_{21}$ , Мэв	6,5	6,4	5,9	6,1	4,2	4,5
$V_p$ дочернего ядра, Мэв	-0,3	0,1	0,7	0,2	0,1	-0,2
$T_{\frac{1}{2}} (\Delta T = 0)$ , сек	$\sim 4$	$\sim 2$	$\sim 1$	$\sim 0,6$	$\sim 0,4$	$\sim 0,3$
$T_{\frac{1}{2}} (\Delta T = 1)$ , сек	$\sim 1$	1—2	$\sim 2$	$\sim 10^3$		

Наблюдающиеся в отдельных случаях расхождения в оценках энергий, основанных на разных исходных соотношениях, как правило, лежат в пределах вышеуказанной точности ( $\sim 1 \text{ Мэв}$ ). Иногда такие расхождения

могут быть связаны с погрешностями в принятых значениях масс-дефектов некоторых атомных ядер, как это было, например, для  $\text{Na}^{20}$ ; лишь совсем недавно найдено [51, 52], что масса этого ядра на 1,3—1,5  $Mэв$  меньше, чем принималась ранее, и притом отлично согласуется с соотношениями (1) — (6).

$\text{Te}^{108}$ . Несколько особняком в ряду перечисленных в табл. 1 излучателей запаздывающих протонов стоит  $\text{Te}^{108}$ , принадлежащий к числу ядер с  $Z < N$ . Сверхразрешенный распад мог бы наблюдаться в данном случае лишь при инверсии заполнения уровней с разными значениями изотопического спина, т. е. при  $T(\text{Te}^{108}) - T(\text{Sb}^{108}) = 3$ . Вообще же сверхразрешенный  $\beta^+$ -распад не характерен для ядер с  $Z < N$ , и потому время жизни таких ядер может быть гораздо больше, чем при  $Z > N$ , что и видно при сравнении  $\text{Te}^{108}$  с другими протонными излучателями в табл. 1. Возможность наблюдения испускания запаздывающих протонов ядрами с  $Z > 50$  была отмечена впервые Карнауховым и Тер-Акопяном [53]. Опыты Сиивола [44] проводились на линейном ускорителе тяжелых ионов в Беркли. Излучения запаздывающих протонов не наблюдалось при бомбардировке ионами  $\text{O}^{16}$  меди и ионами  $\text{N}^{14}$  рутения. Функция возбуждения протонного излучения в интервале энергии ионов  $\text{O}^{16}$  от 80 до 112  $Mэв$  оказалась подобной наблюдавшейся ранее [54] для образования  $\text{Te}^{108}$  при регистрации  $\alpha$ -распада этого ядра ( $E = 3,08 \pm 0,03 Mэв$ ), менее вероятного, чем  $\beta^+$ -распад. Вид этой функции возбуждения и положение максимума ( $E_{\text{O}^{16}} \approx 87 Mэв$ ) соответствуют реакции  $\text{Ru}^{96}(\text{O}^{16}, 4n)\text{Te}^{108}$ .

Поскольку для предварительных вычислений масс-дефекта и энергии  $\beta^+$ -распада уже нельзя воспользоваться соотношениями (1) — (6), в табл. 1 приведены данные, заимствованные из таблиц работ [22—24]. Как явствует из сопоставления с экспериментом [44], предсказания [24] в данном случае заведомо неверны, они превышают стабильность нейтродефицитных ядер, отодвигают границу протонной и двупротонной радиоактивности слишком далеко. Вместе с тем и данные таблиц [22, 23] тоже нельзя считать вполне надежными во всех случаях, о чем уже говорилось выше.

Наряду с названными в табл. 1 имеется еще несколько излучателей запаздывающих протонов, которые не были пока идентифицированы. Все эти излучатели, перечисленные далее, относятся к ядрам с  $Z < N$ .

1. *Продукт бомбардировки никеля ионами  $\text{Ne}^{20}$  и  $\text{O}^{16}$ . Это «тяжелый» излучатель, полученный в Дубне [36, 37];  $T_1 = 23 \pm 4 \text{ сек}$ . Энергия*

запаздывающих протонов  $E_p = 2,5 \pm 0,2 Mэв$ . Сечение реакции  $\text{Ni} + \text{Ne}^{20}$  при  $E(\text{Ne}^{20}) = 100\text{—}140 Mэв$  мало меняется и близко к микробарну. Излучатель не образуется в реакциях  $\text{Ni} + \text{B}^{11}$  и  $\text{Fe}^{54} + \text{O}^{16}$ . По мнению авторов [36, 37], это изотоп Вг или Кг с  $A = 70\text{—}72$ . Возражения против  $\text{Вг}^{70-72}$  и  $\text{Кг}^{71}$  приведены в работе [48], где поддерживался вариант  $\text{Кг}^{70}$ . В дальнейшем и этот вариант был отвергнут [55]; в настоящее время остается  $\text{Кг}^{72}$  и добавляется  $\text{Кг}^{73}$  [56, 49, 25].

2. *Продукты бомбардировки рутения ионами  $\text{O}^{16}$  [57]. При облучении рутения внутренним пучком ионов  $\text{O}^{16}$  с энергией 70—90  $Mэв$  на циклотроне в Дубне отмечено образование двух излучателей; а)  $T_{\frac{1}{2}} =$*

*$= 60 \pm 10 \text{ сек}$ ;  $\sigma \approx 10^{-31} \text{ см}^2$ ; б)  $T_{\frac{1}{2}} = 11 \pm 2 \text{ сек}$ ;  $\sigma \approx 10^{-30} \text{ см}^2$ . Энергия*

запаздывающих протонов лежит в пределах от 2 до 4  $Mэв$ . Первый излучатель образуется и при бомбардировке ионами  $\text{O}^{16}$  молибдена, т. е. для него

$Z \leq 50$ . Излучатель с  $T_{\frac{1}{2}} = 11$  сек при этом не образуется — по мнению авторов [57], это изотоп теллура с  $A > 109$  (111?).

В последующей работе [57a] было установлено, что при бомбардировке  $\text{Mo}^{92}$  ионами  $\text{Ne}^{20}$  и  $\text{Ne}^{22}$ , а также  $\text{Mo}^{94}$  ионами  $\text{Ne}^{20}$  образуются излучатели запаздывающих протонов с периодами полураспада  $4,2 \pm 0,2$  сек;  $19 \pm 0,7$  сек;  $13 \pm 2$  сек и 60—80 сек. Из анализа функций возбуждения был сделан вывод, что первые два из этих излучателей — скорее всего,  $\text{Te}^{109}$  или  $\text{Te}^{111}$ . В свете этих новых данных наблюдавшееся в работе [57] излучение с  $T_{\frac{1}{2}} = 11 \pm 2$  сек следует считать обусловленным образова-

нием сразу нескольких излучателей.

3. *Продукты бомбардировки рутения ионами  $\text{Si}^{28}$ .* Спектр запаздывающих протонов с энергиями до  $\sim 4,5$  Мэв дан в работе [58], сведения о периодах полураспада отсутствуют.

4. *Продукты бомбардировки палладия ионами  $\text{Si}^{28}$ .* Спектр из нескольких перекрывающихся групп протонов с энергиями от 2 до 4,5 Мэв приведен в работе [58]; сообщается о наличии трех периодов полураспада;  $\sim 1$ ,  $\sim 6$  и  $\sim 25$  сек.

На примере  $\text{C}^9$  мы встретились с таким случаем, когда ядро, образующееся при  $\beta^+$ -распаде, протонно-нестабильно и в основном состоянии (хотя и не протонно-радиоактивно, ибо распадается слишком быстро —  $\tau \gg 9 \cdot 10^{-19}$  сек [59]). Возможность еще нескольких таких случаев в области  $Z < 50$  ( $\text{Ti}^{39}$ ,  $\text{Se}^{64}$ ,  $\text{Pd}^{90}$ ,  $\text{Cd}^{95}$ ,  $\text{Sn}^{99}$ ) была отмечена в работе [20]. Еще более богатые перспективы получения протонно-радиоактивных ядер после  $\beta^+$ -распада ядер с четными  $Z$  ожидаются в области  $Z > 50$  [53].

#### 4. ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Скорость протонного радиоактивного распада ядер определяется кулоновским и центробежным потенциальными барьерами. Без учета центробежного барьера, т. е. при  $l = 0$ , константа радиоактивного распада

$$\lambda_p = K_p e^{-2C_p} \approx \frac{v_0}{2R} \exp \left\{ -\frac{2(Z-1)e^2}{\hbar v} (2w_0 - \sin 2w_0) \right\}, \quad (7)$$

где  $v_0$  — скорость протонов внутри ядра;  $R$  — радиус ядра ( $\frac{2R}{v_0} \approx 10^{-22}$  сек — характерное ядерное время);  $v$  — скорость испускаемого протона вне ядра, равная (если пренебречь энергией отдачи)  $\sqrt{\frac{2Q_p}{m}}$ , где  $Q_p$  — энергия распада, а  $m$  — масса протона;  $\cos^2 w_0 = X = \frac{Q_p}{U}$ ,  $U$  — высота кулоновского барьера на границе ядра:

$$U \approx \frac{(Z-1)e^2}{R+r_p} \approx \frac{Z-1}{1+(A-1)^{1/3}} \text{ Мэв} \quad (r_p \text{ — радиус протона}).$$

Экспоненциальный член  $C_p$  равен:

$$\begin{aligned} C_p &= \frac{(Z-1)e^2}{\hbar v} (2w_0 - \sin 2w_0) = \\ &= \frac{2(Z-1)e^2 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{2U}} [\arccos X^{1/2} - X^{1/2} (1-X)^{1/2}] X^{-1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

при  $X \ll 1$

$$C_p \approx \frac{2(Z-1)e^2 \sqrt{m}}{h \sqrt{2I}} \left[ \frac{\pi}{2} X^{-1/2} - 2 \right], \quad (9)$$

а при  $\sqrt{X} \ll \frac{\pi}{4}$

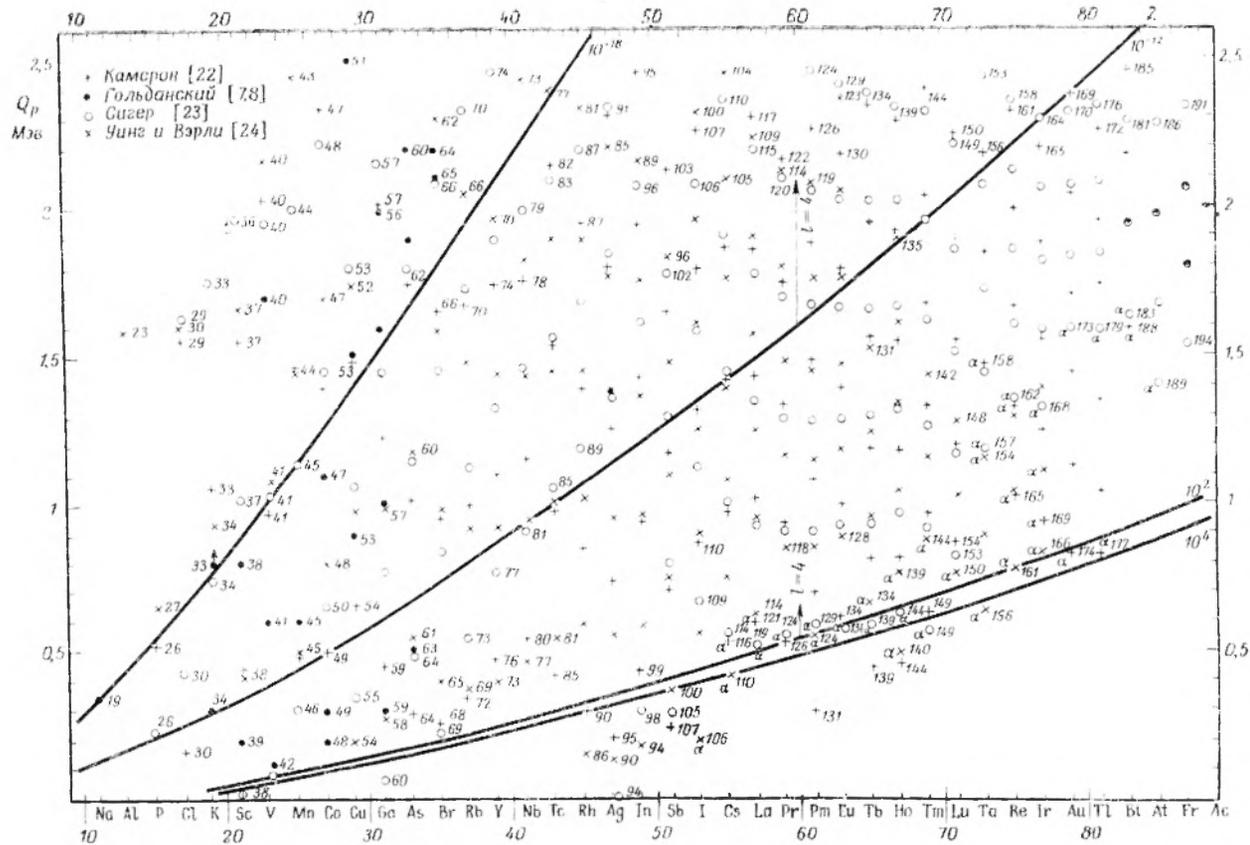
$$C_p \approx \frac{\pi(Z-1)e^2 \sqrt{m}}{h \sqrt{2I}} X^{-1/2} = \frac{\pi(Z-1)e^2}{h v}. \quad (10)$$

Основанные на уравнениях (7) — (10) или слегка видоизмененных формулах проницаемости кулоновского барьера оценки времени жизни протонно-радиоактивных ядер были даны в работах [5, 8, 9, 16, 45].

Сводка предполагаемых в соответствии с данными таблиц [22—24] протонно-радиоактивных ядер приводится на рис. 6, где нанесены четыре кривые  $Q_p = f(A)$ , показывающие, при каких энергиях протонного распада ядра с разными  $A$  будут обладать временами жизни  $\tau = 10^{-18}$ ,  $10^{-12}$ ,  $10^2$  и  $10^4$  сек. Учет роли центробежного барьера приводит к повышению времени жизни при данной энергии распада и соответственно к повышению энергии распада, отвечающей данному времени жизни (показанному на рис. 6 на двух примерах:  $\tau = 10^{-12}$  и  $10^2$  сек при  $Z = 60$  и  $l = 4$ ). Формулы для скорости проникновения заряженных частиц через комбинированный кулоновско-центробежный барьер можно найти в работе [60], необходимые для расчетов функции табулированы в работе [61]. Выбор четырех значений  $\tau$  на рис. 6 продиктован такими соображениями. Значение  $\tau = 10^{-18}$  сек есть наибольшее время жизни уже известных ядер, протонно-нестабильных в основном состоянии (например,  $B^9$ );  $\tau = 10^{-12}$  сек отвечает примерной границе самого определения радиоактивности; при  $\tau \geq 10^2$  сек возможность наблюдения протонной радиоактивности становится сомнительной для ядер с  $Z > N$  из-за сверхразрешенного  $\beta^+$ -распада; при  $\tau \geq 10^4$  сек  $\beta^+$ -распад должен чрезвычайно сильно экранировать протонную радиоактивность даже в области  $Z < N$ , где уже нет сверхразрешенных  $\beta^+$ -переходов.

Как явствует из рис. 6, вследствие большой скорости протонного распада весьма сомнительно существование протонной радиоактивности легких ядер. В свое время Джелепов указывал [5], что в области  $Z < 20$  можно рассчитывать на существование примерно лишь одного радиоактивного ядра. Действительно, в интервале  $\tau = 10^{-12} - 10^2$  сек в этой области на рис. 6 оказывается только  $Cl^{30}$  — по Камерону [22]. Учитывая неточность оценок энергии распада и роль центробежного барьера, нельзя, правда, исключить возможность того, что  $\tau > 10^{-12}$  сек для  $Na^{19}$ ,  $P^{20}$  и  $K^{34}$ . Сложность поисков протонной радиоактивности легких ядер усугубляется еще тем, что измеримым временам протонного распада здесь отвечают слишком малые энергии испускаемых протонов, которые трудно регистрировать.

Поэтому более перспективными представляются поиски среди более тяжелых ядер, особенно в области  $Z > 50$ , впервые проанализированной для однопотонного распада Карнауховым и Тер-Акопяном [53]. В этой области с протонным распадом конкурирует уже не только испускание позитронов, но и  $\alpha$ -распад (обнаруженный уже для  $Te^{107}$  и  $Te^{108}$  [54]), однако в ряде случаев должна преобладать именно протонная радиоактивность. Сопоставление скоростей протонного и  $\alpha$ -распадов может быть выполнено с помощью рис. 7. Верхние кривые в основной части этого рисунка показывают, при каких энергиях  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  ядер с  $Z = 50$ ,



Р и с. 6. Сводка данных об энергиях протонного распада изотопов нечетных элементов от натрия до франция ( $Z = 11 - 87$ ). Источники значений энергий распада: + [22], • [8], ○ [23], × [24]. Для каждого  $Z$  на рисунке приводятся лишь наибольшие и наименьшие массовые числа, возрастающие сверху вниз; промежуточные значения  $A$  не обозначены. Четыре кривых отвечают расчетным величинам частичного времени жизни:  $\tau_p = 10^{-18}$ ,  $10^{-12}$ ,  $10^2$  и  $10^4$  сек при чисто кулоновском барьере. Индекс  $\alpha$  означает возможную сильную конкуренцию со стороны  $\alpha$ -распада. Стрелки показывают возрастание энергии  $Q_p$ , отвечающей  $\tau = 10^{-12}$  и  $10^2$  сек при  $Z = 60$  за счет центробежного барьера ( $l = 4$ ).

60 и 80 этот вид распада начинает преобладать над протонным распадом с энергией  $Q_p$  — в отсутствие центробежного барьера, а также при  $l = 4$  для  $Z = 30$  и 60.

Как уже говорилось, протонно-радиоактивные ядра могут быть обнаружены в виде продуктов  $\beta^+$ -распада, как правило, ядер с четными  $Z$ . И в этом отношении большая вероятность обнаружения протонной радиоактивности связана с областью  $Z > 50$ , поскольку здесь не происходит сверхразрешенный  $\beta^+$ -распад, и время жизни материнских  $\beta^+$ -активных ядер может быть гораздо дольше, чем для элементов легче олова.

Надо отметить серьезные расхождения прогнозов, основанных на таблицах [22, 23], с одной стороны, и работе [24] — с другой. Таблицы [24] отодвигают область протонной радиоактивности в сторону гораздо более сильного нейтронного дефицита, подчас на 5—7 единиц массового числа, что, конечно, в высшей степени затруднило бы экспериментальное наблюдение протонного распада; так, например, при бомбардировке железа ( $Fe^{54}$ ) ионами  $Fe^{54}$  образование изотопа теллура, при  $\beta^+$ -распаде которого может возникнуть протонно-радиоактивное ядро сурьмы, требует испускания компаунд-ядром двух нейтронов по [22], четырех — по [23] и девяти — по [24]. Однако имеющиеся пока данные о распаде  $Te^{107}$  и  $Te^{108}$  [54, 44] говорят как будто бы в пользу оценок [22, 23] и против [24].

Несколько слов о возможности протонного радиоактивного распада из возбужденных состояний ядер. Иногда на основании уподобления вылета подбарьерных протонов испусканию длиннопробежных  $\alpha$ -частиц тяжелыми ядрами смешиваются понятия испускания запаздывающих протонов и протонной радиоактивности (отчасти этому способствует и неудачный термин «запаздывающая протонная радиоактивность»). Надо, однако, иметь в виду, что при испускании длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, например ядрами  $Po^{212}$  ( $ThC'$ ), даже полная скорость распада возбужденного состояния относительно весьма мала:  $\lambda \approx 10^{12}$  1/сек; парциальная скорость испускания  $\alpha$ -частиц в еще большей мере может быть отнесена к радиоактивным масштабам:  $\lambda_\alpha = 9 \cdot 10^7$  1/сек для 0,73 Мэв и  $10^{10}$  1/сек для 1,8 Мэв возбужденных уровней  $Po^{212}$ . И, наконец, соответствующее ядро  $\alpha$ -радиоактивно в основном состоянии, что явилось едва ли не самым важным обстоятельством, заставившим рассматривать испускание длиннопробежных  $\alpha$ -частиц вместе с  $\alpha$ -радиоактивностью. Этого нет пока ни в одном из наблюдавшихся случаев испускания запаздывающих протонов. Сказанное отнюдь не означает, однако, принципиальной невозможности протонного распада метастабильных (изомерных) состояний ядер, в том числе и тех, которые в основном состоянии протонно-устойчивы или имеют очень большое парциальное время жизни относительно протонного распада. Так, например, для ряда нечетных по  $A$  ядер при  $Z$  или  $N = 43—49$  ( $g_{3/2}$  в основном состоянии) известны возбужденные на сотни кэв изомерные ( $p_{1/2}$ )-уров-

ни, с которых преобладает  $\beta$ -распад или электронный захват, а не  $\gamma$ -переход в основное состояние. Можно поэтому предполагать, что испускание протонов, а иногда и конкурирующие с ним  $\beta^+$ -переходы будут основными способами распада изомеров таких ядер, как  $Tc^{86}$ ,  $Rh^{90}$  (или  $^{91}$ ),  $Ag^{94}$  (или  $^{95}$ ),  $In^{99}$  (или  $^{100}$ ). К тому же при испускании протонов с  $p_{1/2}$ -уровней здесь будет сказываться практически лишь кулоновский

барьер, тогда как на парциальное время жизни основных состояний протонно-неустойчивых изотопов названных элементов должен существенно влиять и центробежный барьер.

Благодаря такому влиянию сопоставление времени жизни «протонных изомеров» и протонно-радиоактивных в основных состояниях ядер с энергией испускаемых протонов может дать весьма ценную информацию о характере заполняемых протонных уровней. Кроме того, и при чисто кулоновском барьере скорость протонного распада (зависящая по понятным причинам от радиусов ядер и позволяющая поэтому определять эти радиусы) будет меняться при переходе от сферических к деформированным ядрам. Между тем многие протонно-радиоактивные ядра должны принадлежать как раз к числу несферических, и поэтому наблюдение скорости их распада явится новым источником сведений о деформации ядер. Таким образом, очевидно интерес и важность будущих опытов по открытию и исследованию протонной радиоактивности.

## 5. ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Все опубликованные работы, посвященные перспективам обнаружения и исследования двупротонной радиоактивности и основным ее свойствам, рассмотрены недавно в статье [62], которая служит, таким образом, дополнением к данному обзору. Поэтому здесь мы ограничимся весьма кратким изложением.

Благодаря выигрышу энергии при сдвигании протонов в атомных ядрах энергия связи четного протона ( $Z = 2m + 2$ ), как правило, примерно на  $1-2 \text{ Мэв}$  больше, чем для предыдущего нечетного ( $Z = 2m + 1$ );

$$B_{p_{\text{чет}}(2m+2)} - B_{p_{\text{нечет}}(2m+1)} = E_{\text{спарив}} > 0.$$

Поэтому ядро может оказаться неустойчивым к распаду с испусканием сразу двух протонов, несмотря на положительность энергии связи первого, четного протона. Энергия такого распада  $Q_{2p} = -(B_{p_{\text{нечет}}} + B_{p_{\text{нечет}}})$ . Пока единственным примером изотопа, не существующего вследствие двупротонной нестабильности, является  $\text{Be}^6$  [63] (правда, ширина ядра  $\text{Li}^9$  столь велика, что распад  $\text{Be}^6 \rightarrow 2p + \text{He}^4$  может рассматриваться и как последовательный независимый вылет двух протонов:  $\text{Be}^6 \rightarrow p + \text{Li}^5 \rightarrow p + \text{He}^4$ ). Высказывалось также предположение [64], что именно двупротонная нестабильность может явиться причиной несуществования  $\text{O}^{12}$ ,  $\text{Ne}^{16}$  и  $\text{Mg}^{19}$ .

В работах [7, 8] было показано, что двупротонная нестабильность многих ядер должна приводить не просто к их несуществованию, но к возникновению нового вида радиоактивного распада — двупротонной радиоактивности.

При отсутствии центробежного барьера экспоненциальный член  $C_{2p}$  в выражении для константы двупротонного распада  $\lambda_{2p} = K_{2p} e^{-C_{2p}}$  равняется сумме определяемых формулами (8) — (10) соответствующих членов  $C_p$  для каждого из двух протонов:  $C_{2p} = C_{p_1} + C_{p_2}$ . Эта сумма минимальна при равенстве энергии обоих протонов:  $E_{p_1} = E_{p_2} = \frac{Q_{2p}}{2}$ . При этом скорость распада с одновременным независимым вылетом двух протонов с энергией  $\frac{Q_{2p}}{2}$  оказывается с точностью до предэкспоненциального множителя такой же, как для вылета дипротона с энергией  $Q_{2p}$ . Как отметил Пенекке [16], при вылете за пределы ядра дипротона как целого эффективная энергия распада  $Q_{2p}$  уменьшается на величину  $\epsilon_0 \approx 70 \text{ кэв}$  — энергию виртуального синглетного уровня системы нуклон — нуклон.

Поэтому при  $l = 0$  наиболее вероятным оказывается такой вариант двупротонного распада, когда распаривание дипротона происходит на внутренней границе кулоновского барьера, т. е. на краю ядра. Вероятность двупротонного распада, при котором один из протонов обладает энергией  $E_{p_1} = \frac{Q_{2p}}{2}(1 + \kappa)$ , а другой —  $E_{p_2} = \frac{Q_{2p}}{2}(1 - \kappa)$ ,

$$W_{\kappa} \approx W_0 \exp \left\{ -\frac{3\pi(Z-2)e^{-\sqrt{m}}}{2\hbar\sqrt{Q_{2p}}}\kappa^2 \right\}. \quad (11)$$

Таким образом, при двупротонном радиоактивном распаде возникает сильная энергетическая корреляция испускаемых протонов. Характер распределения энергии между испускаемыми протонами, а также их угловой корреляции для случая  $l = 0$  был рассмотрен в работах [65, 66]. Полученные в работах [7, 8, 65, 66] соотношения были подтверждены В. М. Галицким и В. Ф. Чельцовым [67], развившими уточненную теорию двупротонной радиоактивности на основе методов, используемых в теории сверхтекучести ядерной материи. Полученный в работе [67] предэкспоненциальный множитель  $K_{2p} \approx 3,3 \cdot 10^{-22} \frac{K^2}{K_{\nu}^2} \frac{Q_{2p}^{3/2}}{E_{\text{спарив}}^2} \approx 10^{22} \text{ сек}^{-1}$  (здесь

$Q_{2p}$  и  $E_{\text{спарив}}$  даны в Мэв).

Приближенная теория двупротонного радиоактивного распада с учетом действия и кулоновского, и центробежного барьеров была дана в работе [68]. Согласно этой теории, при вылете пары протонов с оболочки с орбитальным моментом  $l$  наиболее вероятен случай туннельного проникновения дипротона как целого, когда распаривание дипротона происходит как бы на довольно большом расстоянии от центра ядра:  $r_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{m\epsilon_0}} \sqrt{l(l+1)}$

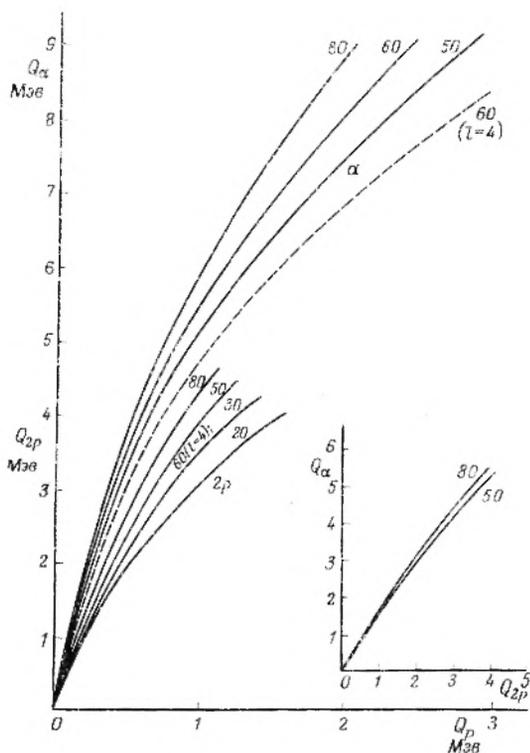
или даже на наружной границе потенциального барьера  $R_{\text{внешн}}$ , если  $R_{\text{внешн}} < r_0$ . В результате центробежный барьер оказывает на скорость двупротонного распада гораздо более слабое влияние, чем на протонную радиоактивность. Кроме того, наличие центробежного барьера приводит к резкому усилению угловой корреляции вылетающих протонов и к некоторому изменению характера их энергетической корреляции.

В обзоре [62] двупротонная радиоактивность сопоставляется с туннельным переходом электронов между металлами в сверхпроводящем и нормальном состоянии, аналогичное же только что упомянутому туннельное проникновение «не замечаемого» центробежный барьер дипротона как целого в обменных реакциях тяжелых ионов характеризуется как ядерный эффект Джозефсона [69].

Первоначально предполагалось, что двупротонная радиоактивность ограничена областью  $Z < 50$ . Однако недавно было отмечено [70], что это явление должно существовать и для более тяжелых ядер. При  $Z > 50$  у двупротонной радиоактивности имеется три конкурента —  $\alpha$ -распаду добавляются испускание  $\alpha$ -частиц и одиночных протонов. Энергии  $\alpha$ -распада  $Q_{\alpha}$ , при которых испускание  $\alpha$ -частиц ядрами с  $Z = 50$  и 80 начинает преобладать над двупротонным распадом с энергией  $Q_{2p}$ , показаны в правой части рис. 7. Что касается однопротонного распада, который может иметь место при  $V_{p\text{чет}} < 0$  (т. е.  $Q_{p\text{чет}} = -V_{p\text{чет}} > 0$ ), то скорость его тоже может оказаться пренебрежимой по сравнению со скоростью  $2p$ -распада с энергией  $Q_{2p} = 2Q_{p\text{чет}} + E_{\text{спарив}}$  даже и без учета роли центробежного барьера, дополнительно усиливающего преобладание испускания пар протонов в подобных случаях. Значения  $Q_{2p}$ , при которых скорость

двупротонного распада превышает  $p$ -распад с энергией  $Q_p$ , также представлены на рис. 7 (нижние кривые в левой части) — для  $Z = 20, 30, 50, 80$  ( $l = 0$ ) и  $Z = 60$  ( $l = 4$ ).

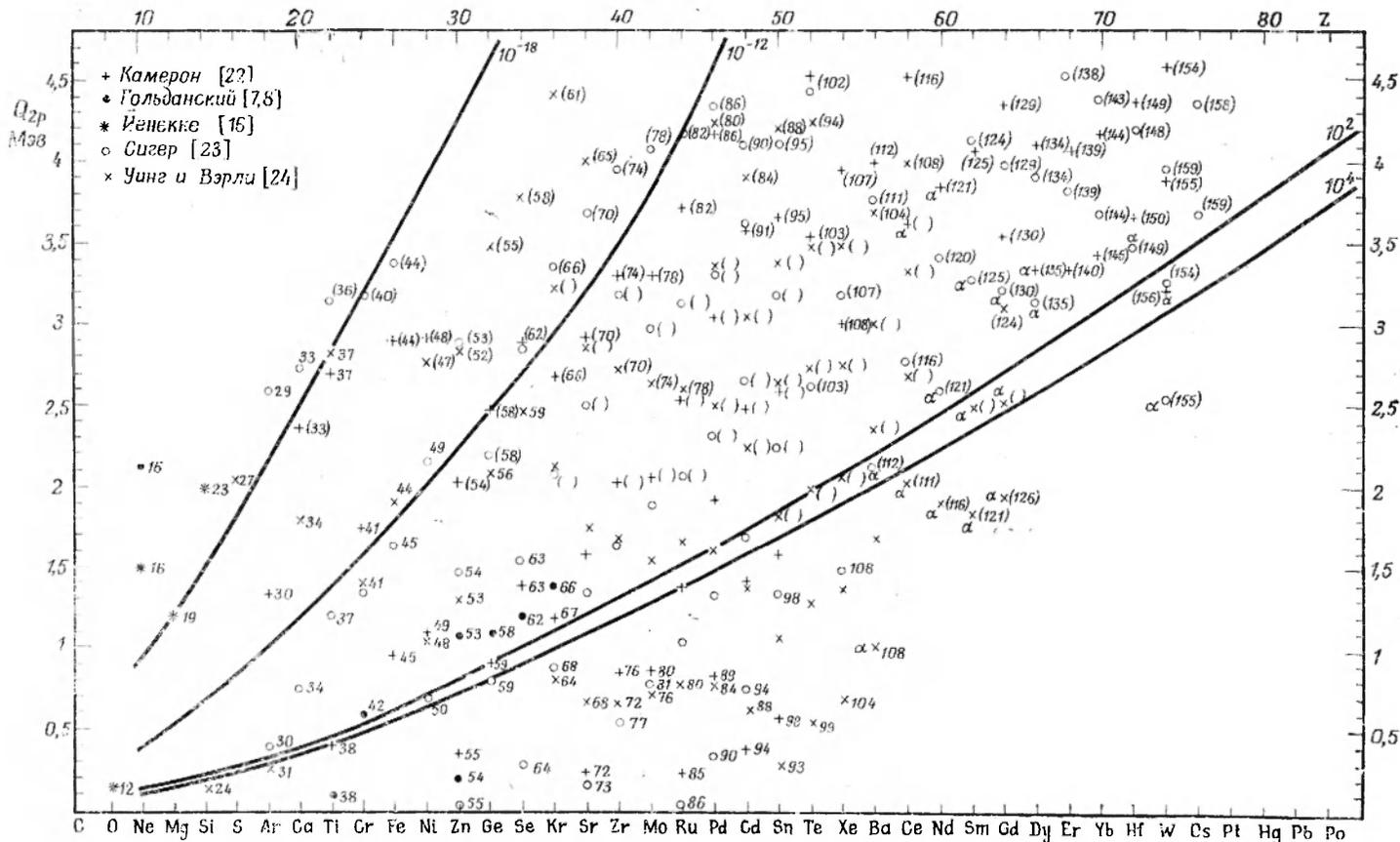
Сводка предполагаемых в соответствии с данными таблиц [22—24] двупротонно-радиоактивных ядер приводится на рис. 8, где, так же как



Р и с. 7. Связь между энергиями  $\alpha$  ( $Q_\alpha$ ), двупротонного ( $Q_{2p}$ ) и протонного ( $Q_p$ ) распада для ядер с разными  $Z$  (цифры над кривыми), отвечающими равенству скоростей этих трех видов распада при чисто кулоновском барьере, а также для частного случая  $l = 4$  ( $Z = 60$ ), когда для одиночных протонов имеется и центробежный барьер. В основной части рисунка верхние кривые дают связь  $Q_\alpha$  и  $Q_p$ , нижние кривые —  $Q_{2p}$  и  $Q_p$ . В правой части рисунка дана связь  $Q_\alpha$  и  $Q_{2p}$ .

и на рис. 6, нанесены четыре кривые  $Q_{2p} = f(A)$ , соответствующие частичным временам  $2p$ -распада  $\tau = 10^{-18}, 10^{-12}, 10^2$  и  $10^4$  сек. Как и в случае протонной радиоактивности, область двупротонного распада по предсказаниям [24] значительно сдвинута в сторону более сильного нейтронного дефицита. Пока появилось лишь одно сообщение [71] об экспериментальной попытке поисков двупротонной радиоактивности — на примере ядра  $\text{Ne}^{16}$  при бомбардировке никеля ионами  $\text{Ne}^{20}$  с энергией  $150$  Мэв. Результат оказался отрицательным — либо  $T_{1/2}(\text{Ne}^{16}) < 10^{-8}$  сек, либо

сечение его образования было меньше  $1,8 \cdot 10^{-30}$  см<sup>2</sup>. Судя по изложенным в работе [62] соображениям, как  $\text{O}^{12}$ , так и  $\text{Ne}^{16}$  должны быть не радиоактивными ядрами, но «мгновенно» распадающимися, вроде  $\text{Be}^6$ , в силу своей  $2p$ -нестабильности и сильной  $p$ -нестабильности  $\text{N}^{11}$  и  $\text{F}^{15}$ . Не исключено, что наиболее легким  $2p$ -радиоактивным ядром явится  $\text{Mg}^{19}$ . Изотоп  $\text{Si}^{23}$ ,



Р и с. 8. Сводка данных об энергиях двупротонного распада изотопов четных элементов от кислорода до осмия ( $Z = 8 - 76$ ). Источники значений энергий распада: + [22], \* [8, 62], x [16], o [23], x [24]. Для каждого  $Z$  на рисунке приводятся лишь наибольшее и наименьшее массовые числа, возрастающие сверху вниз; промежуточные значения  $A$  не обозначены. Четыре кривых отвечают расчетным величинам парциального времени жизни:  $\tau_{1/2} = 10^{-18}$ ,  $10^{-12}$  и  $10^1$  сек при чисто кулоновском барьере. Индекс  $\alpha$  означает возможную сильную конкуренцию со стороны  $\alpha$ -распада. Скобками (с массовыми числами или без них) отмечены ядра, неустойчивые и к однопротонному распаду.

скорее всего,  $p$ - и  $2p$ -стабилеп, но тогда  $\text{Si}^{22}$  может оказаться  $2p$ -радиоактивным.

Наиболее широкое поле для поисков и исследования двупротонной радиоактивности открывается среди более тяжелых ядер, особенно в области  $Z > 50$ . Наиболее перспективным способом получения  $2p$ -радиоактивных ядер являются реакции под действием тяжелых многозарядных ионов, вроде  $\text{Ca}^{40}$  ( $\text{Ca}^{44}$ ,  $4n$ ) $\text{Zr}^{76}$  или  $\text{Ni}^{58}$ ( $\text{Ni}^{58}$ ,  $4n$ ) $\text{Ba}^{112}$ . В ряде случаев удобными могут оказаться и ( $\text{He}^3$ ,  $xn$ )- или ( $p$ ,  $yn$ )-реакции.

Специфической задачей будущих экспериментов по исследованию двупротонного радиоактивного распада является наблюдение энергетической и угловой корреляции испускаемых протонов. Помимо общих с прогонной радиоактивностью сведений об уровнях, форме и размерах нейтронодефицитных ядер, работы по  $2p$ -радиоактивности должны дать и дополнительные возможности исследования формы потенциального барьера вокруг ядра, парного взаимодействия протонов под барьером, новых ядерных явлений, родственных наблюдаемым при изучении сверхпроводимости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Marsden E., Phil. Mag., **27**, 824 (1914).
2. Marsden E., Phil. Mag., **30**, 240 (1915).
3. Rutherford E., Phil. Mag., **37**, 537 (1919).
4. Alvarez L., Phys. Rev., **80**, 519 (1950).
5. Дзедзепов Б. С., Изв. АН СССР, серия физ., **15**, 496 (1951).
6. Карнаухов В. А., Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами (март 1958), Р-374, Дубна (1959), стр. 71.
7. Гольданский В. И., ЖЭТФ, **39**, 497 (1960).
8. Goldanskii V. I., Nucl. Phys., **19**, 482 (1960).
9. Карнаухов В. А., Тарантич П. П., ЖЭТФ, **39**, 1106 (1960).
10. Goldanskii V. I., Abstracts of Papers presented at the XVIII IUPAC Congress, Montreal, Canada, August 1961, p. 138.
11. Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Субботин В. Г., Отчет Р-1072, Дубна (1962).
12. Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Субботин В. Г., Asilomar Conference on Reactions Between Complex Nuclei, 1963, p. 434.
13. Barton R., McPherson R., Bull. Am. Phys. Soc., **8**, 357 (1963).
14. Базь А. И., Атомная энергия, **6**, 571 (1959).
15. Wilkinson D. H., Phys. Lett., **11**, 243 (1964).
16. Яänecke J., Nucl. Phys., **61**, 326 (1965).
17. Fox J. D., Moore C. F., Robson D., Phys. Rev. Lett., **12**, 198 (1964).
18. Яänecke J., Nucl. Phys., **73**, 97 (1965).
19. Гольданский В. И., ДАН СССР, **167**, 549 (1966).
20. Гольданский В. И., ДАН СССР, **146**, 1309 (1962).
21. Goldanskii V. I., Asilomar Conference on Reactions Between Complex Nuclei, 1963, p. 428.
22. Cameron A. G. W., Report AECL-CRP-690 (Canada, Chalk River, 1957).
23. Seeger P. A., Nucl. Phys., **25**, 1 (1961).
24. Wing I., Varley J. D., Report ANL-6886 (USA, Argonne, 1964).
25. Goldanskii V. I., Nucl. Phys., **82**, 611 (1966).
26. Власов И. А., Атомная энергия, **14**, 45 (1963).
27. Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Пестров Л. А., Субботин В. Г., ЖЭТФ, **45**, 1280 (1963).

28. Barton R., McPherson R., Bell R. E., Frisken W. R., Link W. T., Moore R. B., *Can. J. Phys.*, **41**, 2007 (1963).
29. Endt P. M., Van der Leun C., *Nucl. Phys.*, **34**, 1 (1962).
30. Cerny J., Pehl R. H., Goulding F. S., Landis D. A., *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 726 (1964).
31. Hardy J. C., Verrall R. I., Barton R., Bell R. E., *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 376 (1965).
32. McPherson R., Esterlund R. A., Poskanzer A. M., Reeder P. L., *Phys. Rev.*, **140**, B1513 (1965).
33. McPherson R., Hardy J. C., Bell R. E., *Phys. Lett.*, **11**, 65 (1964).
34. Hardy J. C., Bell R. E., *Can. J. Phys.*, **43**, 1671 (1965).
35. Braid T. H., Friedman A. M., Fink R. W., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **10**, 120 (1965).
36. Флеров Г. Н., Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Петров Л. А., Субботин В. Г., *ЖЭТФ*, **47**, 419 (1964).
37. Flerov G. N., Karnaukhov V. A., Ter-Akopian G. M., Petrov L. A., Subbotin V. G., *Nucl. Phys.*, **60**, 129 (1964).
38. Fink R. W., Braid T. H., Friedman A. M. (Preprint-1963).
39. McPherson R., Hardy J. C., *Can. J. Phys.*, **43**, 148 (1965).
40. Hardy J. C., Verrall R. I., *Phys. Lett.*, **13**, 148 (1964).
41. Hardy J. C., Verrall R. I., *Can. J. Phys.*, **43**, 418 (1965).
42. Reeder P. L., Poskanzer A. M., Esterlund R. A., *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 767 (1964).
43. Hardy J. C., Verrall R. I., *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 764 (1964).
44. Siivola A. T., *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 142 (1965).
45. Базь А. Н., Гольданский В. П., Зельдович Я. Б., *УФН*, **72**, 211 (1960).
46. Lauritsen T., Ajzenberg-Selove F., *Nucl. Phys.*, **11**, 1 (1959) (and Nuclear Data Sheets, Sets 5 and 6 (1961)).
47. D'Auria J. M., Preiss I. L., *Phys. Lett.*, **10**, 300 (1964).
48. Гольданский В. П., *ДАН СССР*, **157**, 321 (1964).
49. Bahcall J., Barnes C., *Phys. Lett.*, **12**, 48 (1964).
50. Hardy J. C., Margolis B., *Phys. Lett.*, **15**, 276 (1965).
- 50a. Hardy J. C., Verrall R. I., Bell R. E., *Nucl. Phys.*, **82**, 000 (1966).
- 50b. Зельдович Я. Б., *ЖЭТФ*, **38**, 278 (1960).
51. Pehl R. H., Cerny J., *Phys. Lett.*, **14**, 137 (1965).
52. Donovan P. F., Parker P. D., *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 147 (1965).
53. Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., *Phys. Lett.*, **12**, 339 (1964); *Ядерная физика*, **1**, 61 (1965).
54. Macfarlane R. D., Siivola A., *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 114 (1965).
55. Гольданский В. П., Препринт А-76, ИХФ АН СССР — ФИАН СССР (1964).
56. Базь А. Н., Гольданский В. П., Зельдович Я. Б., *УФН*, **85**, 445 (1965).
57. Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Петров Л. А., Субботин В. Г., *Ядерная физика*, **1**, 812 (1965).
- 57a. Вертоградов Л. С., Карнаухов В. А., Петров Л. А., Тер-Акопян Г. М., Отчет Р-2514, Дубна (1965).
58. Flerov G. N., Karnaukhov V. A., *Congres International de Physique Nucleaire, Paris, 1964, Vol. 1*, 371.
59. Teranischì E., Furubayashi B., *Phys. Lett.*, **9**, 157 (1964).
60. Влатт Дж., Вайскопф В. Ф., *Теоретическая ядерная физика*, ИЛ, М., 1954.
61. Bloch I., Hull M. M., Broyles A. A., Bonricius W. G., Freeman B. E., Breit G., *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 147 (1951).

62. Гольданский В. И., УФН, 87, 255 (1965).
63. Богданов Г. Ф., Власов П. А., Калинин С. И., Рыбаков Б. В., Сидоров В. А., Атомная энергия, 3, 204 (1957).
64. Зельдович Я. Б., ЖЭТФ, 38, 1123 (1960).
65. Goldanskii V. I., Nucl. Phys., 27, 648 (1961).
66. Goldanskii V. I., Nuovo Cimento, 25, suppl., 2, 123 (1962).
67. Galitskii V. M., Chel'tsov V. F., Nucl. Phys., 58, 86 (1964).
68. Goldanskii V. I., Phys. Lett., 14, 233 (1956); Ядерная физика, 1, 604 (1965).
69. Josephson B. D., Phys. Lett., 1, 251 (1962).
70. Гольданский В. И., Письма ЖЭТФ, 1, № 3, 15 (1965); Nucl. Phys., 78, 223 (1966).
71. Карнаухов В. А., Луспитин, ЖЭТФ, 47, 1270 (1964).

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

Предисловие . . . . .	5
Предисловие авторов . . . . .	9
<b>ГЛАВА I. РАДИОАКТИВНОСТЬ . . . . .</b>	<b>11</b>
А. Открытие радиоактивности . . . . .	11
Б. Распад и образование радиоактивных веществ . . . . .	16
В. Естественные радиоактивные элементы . . . . .	18
Г. Искусственные радиоактивные изотопы . . . . .	23
<b>ГЛАВА II. АТОМНОЕ ЯДРО . . . . .</b>	<b>27</b>
А. Строение атома . . . . .	27
Б. Строение ядра . . . . .	29
В. Свойства ядер . . . . .	34
Г. Систематика ядер . . . . .	48
Д. Распад нестабильных ядер . . . . .	55
Е. Ядерные реакции . . . . .	64
<b>ГЛАВА III. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ РАСПАДА И ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ . . . . .</b>	<b>75</b>
А. Экспоненциальный распад . . . . .	75
Б. Накопление радиоактивного изотопа . . . . .	77
В. Получение радиоактивных изотопов в результате ядерных реакций . . . . .	84
Г. Единицы радиоактивности . . . . .	87
Д. Определение периодов полураспада . . . . .	88
<b>ГЛАВА IV. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ . . . . .</b>	<b>92</b>
А. $\alpha$ -Частицы и другие ионы . . . . .	92
Б. Электроны . . . . .	107
В. Электромагнитное излучение . . . . .	112
Г. Нейтроны . . . . .	121
Д. Радиационная химия . . . . .	126
Е. Биологически допустимые дозы . . . . .	130
<b>ГЛАВА V. РЕГИСТРАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ . . . . .</b>	<b>136</b>
А. Методы, основанные на собирании ионов . . . . .	136
Б. Методы, не основанные на собирании ионов . . . . .	153
В. Вспомогательная аппаратура . . . . .	159
Г. Дозиметрическая аппаратура . . . . .	165

ГЛАВА VI. СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ РАДИОАКТИВНОСТИ . . . . .	170
А. Случайные явления . . . . .	170
Б. Вероятности и их сочетания . . . . .	172
В. Радиоактивность как статистическое явление . . . . .	176
Г. Распределения Пуассона и Гаусса . . . . .	180
Д. Теорема Байеса и ее приложения . . . . .	183
Е. Приложение статистических зависимостей к анализу экспериментальных данных . . . . .	186
ГЛАВА VII. ПРИМЕНЕНИЕ МЕЧЕНЫХ АТОМОВ В ХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ . . . . .	195
А. Метод меченых атомов . . . . .	195
Б. Изотонный обмен и другие случаи использования меченых атомов в химических исследованиях . . . . .	198
В. Изотопные эффекты при измерении констант равновесия и скоростей химических реакций . . . . .	206
Г. Применение радиоактивных индикаторов в аналитической химии . . . . .	211
Д. Химия горячих атомов . . . . .	213
Е. Искусственно полученные элементы . . . . .	218
ГЛАВА VIII. ПРОЦЕССЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА . . . . .	225
А. $\alpha$ -Распад . . . . .	226
Б. Другие типы распада с испусканием тяжелых частиц . . . . .	236
В. $\beta$ -Распад . . . . .	242
Г. $\gamma$ -Распад . . . . .	257
ГЛАВА IX. МОДЕЛИ ЯДЕР . . . . .	272
А. Ядерные силы . . . . .	273
Б. Ядерная материя . . . . .	278
В. Модель ферми-газа . . . . .	280
Г. Модель оболочек . . . . .	281
Д. Коллективное движение в ядрах . . . . .	288
Е. Парные корреляции . . . . .	292
Ж. Вероятности переходов и ядерные модели . . . . .	293
З. Сравнение ядерных моделей и выводы . . . . .	294
ГЛАВА X. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ . . . . .	299
А. Типы экспериментов при исследовании ядерных реакций . . . . .	299
Б. Механизмы ядерных реакций . . . . .	302
В. Типы ядерных реакций . . . . .	304
Г. Система центра масс . . . . .	321
Д. Некоторые общие свойства ядерных сочещий . . . . .	324
Е. Оптическая модель . . . . .	331
Ж. Модель составного ядра . . . . .	334
З. Прямые взаимодействия . . . . .	346
ГЛАВА XI. ИСТОЧНИКИ БОМБАРДИРУЮЩИХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ . . . . .	350
А. Ускорители заряженных частиц . . . . .	350
Б. Источники рентгеновского и $\gamma$ -излучения . . . . .	370
В. Источники нейтронов . . . . .	373

Г Л А В А XII. МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ХИМИИ . . . . .	582
А. Общие методические вопросы . . . . .	382
Б. Мишени, используемые при исследовании ядерных реакций . . . . .	385
В. Методы определения энергии частиц и интенсивности пучков . . . . .	389
Г. Химическая обработка облученных мишеней . . . . .	395
Д. Приготовление образцов для измерения активности . . . . .	405
Е. Определение абсолютных скоростей радиоактивного распада . . . . .	411
Ж. Исследование схем распада . . . . .	425
З. Определение массовых чисел изотопов . . . . .	438
Г Л А В А XIII. ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ . . . . .	450
А. Эффект Мёссбауэра . . . . .	450
Б. Аннигиляция позитронов . . . . .	458
В. Угловая корреляция каскадного излучения . . . . .	460
Г. Дислоярзация мюонов и образование мюония . . . . .	462
Г Л А В А XIV. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГИЯ . . . . .	467
А. Основные характеристики устройств для осуществления ценных реакций . . . . .	467
Б. Ядерные реакторы и их использование . . . . .	471
В. Некоторые проблемы, связанные с использованием атомной энергии . . . . .	483
Г. Атомная бомба . . . . .	488
Г Л А В А XV. ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГЕОЛОГИИ И АСТРОФИЗИКЕ . . . . .	493
А. Гео- и космохронология . . . . .	493
Б. Ядерные реакции в звездах . . . . .	504
Д О П О Л Н И Т Е Л Ь Н А Я Л И Т Е Р А Т У Р А . . . . .	517
П Р И Л О Ж Е Н И Е А. ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ И ПЕРЕВОДНЫЕ МНОЖИТЕЛИ . . . . .	520
П Р И Л О Ж Е Н И Е Б. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ СООТНОШЕНИЯ . . . . .	522
П Р И Л О Ж Е Н И Е В. СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ АКТИВАЦИИ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ . . . . .	524
П Р И Л О Ж Е Н И Е Г. СПРАВОЧНАЯ ЛИТЕРАТУРА ПО СЕЧЕНИЯМ ПРОЦЕССОВ АКТИВАЦИИ НЕЙТРОНАМИ И ДРУГИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ . . . . .	531
П Р И Л О Ж Е Н И Е Д. ТАБЛИЦА ИЗОТОПОВ . . . . .	533
П Р И Л О Ж Е Н И Е Е. РАДИОАКТИВНЫЕ РАСПАДЫ С ИСПУСКАНИЕМ ПРОТОНОВ . . . . .	535

*Г. Фриблендер, Дж. Кеннеди, Дж. Миллер*

**ЯДЕРНАЯ ХИМИЯ И РАДИОХИМИЯ**

Редактор *С. К. Оганесян*  
Художник *С. Г. Ципорин*  
Художественный редактор *Е. И. Вескова*  
Технический редактор *Е. С. Потапенкова*

Сдано в производство 22/IX 1966 г.  
Подписано к печати 4/II 1967 г.  
Бумага 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>=18,75 бум. л.  
Печ. л. усл. 51,7, в т. ч. 2 н. л. прилож.  
Уч.-изд. л. 45,36.  
Изд. № 3/3505. Цена 3 р. 54 к. Зак. 515  
Гемплан 1966 г. Изд-ва «Мир», пор. № 109.

**ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»**  
Москва, 1-й Рижский пер., 2  
Московская типография № 16  
Главполиграфпрома Комитета по печати  
при Совете Министров СССР  
Москва, Трехпрудный пер., 9