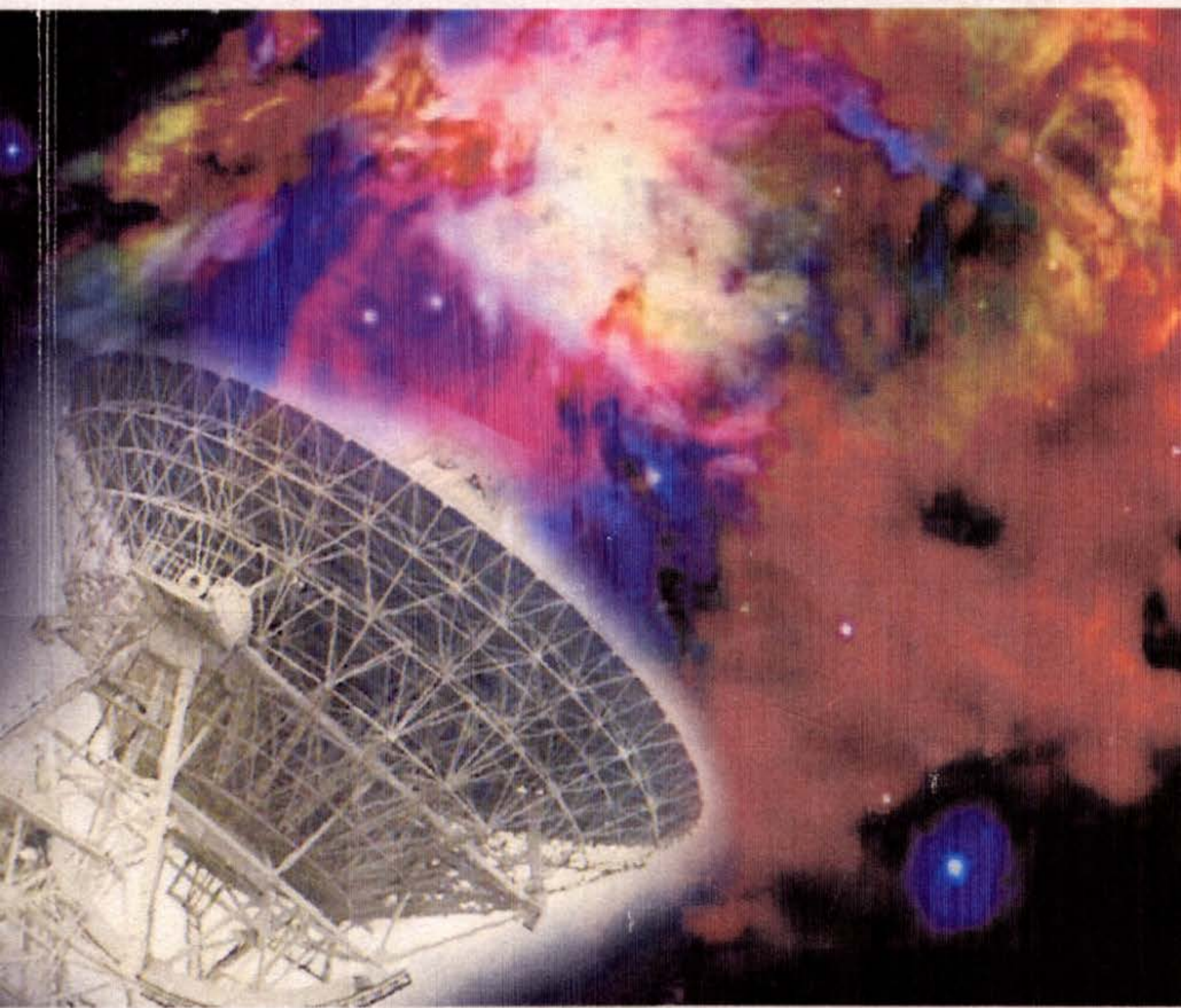


Р. Т. Сотникова

ВВЕДЕНИЕ В АСТРОФИЗИКУ



ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОУ ВПО «Иркутский государственный университет»

Р. Т. Сотникова

ВВЕДЕНИЕ В АСТРОФИЗИКУ

Учебное пособие

Рекомендовано Учебно-методическим объединением
по классическому университетскому образованию
в качестве учебного пособия для студентов вузов,
обучающихся по специальностям:
010701 – Физика, 010702 – Астрономия



УДК 52:53(075.8)
ББК 22.63я73
С67

*Печатается по решению редакционно-издательского совета
Иркутского государственного университета*

Рецензенты:

проф. кафедры теоретической физики ИГУ, д-р физ.-мат. наук *А. Н. Валл*;
вед. науч. сотр. ИСЗФ СО АН, д-р физ.-мат. наук *В. А. Мазур*

Сотникова Р. Т.

С67 Введение в астрофизику : учеб. пособие / Р. Т. Сотникова. –
Иркутск : Изд-во Иркут. гос. ун-та, 2007. – 248 с.
ISBN 978-5-9624-0246-8

Пособие написано в соответствии с основной образовательной программой выпускника по специальности 010700 «Физика» и предназначено для учебного обеспечения курса «Астрофизика», изучаемого студентами в течение седьмого семестра. Основное внимание уделено формированию важнейших понятий астрофизики, современным теоретическим представлениям о природе звезд и их систем, физическим методам исследований. Отражены современные проблемы астрофизики, открытия и достижения в исследовании Вселенной за последние годы.

Библиогр. 27 назв. Ил. 50. Табл. 9. Прил. 1.

УДК 52:53(075.8)
ББК 22.63я73

ISBN 978-5-9624-0246-8

© Сотникова Р. Т., 2007

© ГОУ ВПО «Иркутский государственный университет», 2007

Учебное издание

Сотникова Раиса Тимофеевна

ВВЕДЕНИЕ В АСТРОФИЗИКУ

Подготовлено к печати: М. А. Айзиман

Дизайн обложки: М. Г. Яскин

ISBN 978-5-9624-0246-8

Темплан 2007 г. Поз. 120.

Подписано в печать 27.12.2007. Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная.

Печать трафаретная. Усл. печ. л. 14,4. Уч.-изд. л. 10,9. Тираж 60 экз. Зак. 6.

Издательство Иркутского государственного университета
664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 36



Оглавление

Предисловие	7
Глава 1. ОСНОВЫ АСТРОФИЗИКИ	9
§ 1. Общие сведения о звездах	9
<i>Задачи и разделы астрофизики. Понятие звездной величины. Данные наблюдений: размер, масса и температура звезд. Основные закономерности в мире звезд. Спектральная классификация звезд, краткая характеристика спектральных классов</i>	
§ 2. Мир галактик и его свойства	18
<i>Структурность Вселенной. Наша Галактика и ее строение. Межзвездная среда: межзвездная пыль, межзвездный газ, космические лучи. Галактики: типы, расстояния, размеры, физические свойства. Квазары.</i>	
§ 3. Фундаментальные свойства Метагалактики	26
<i>Космологический принцип: однородность и изотропность Метагалактики. Классическая космология: нестационарность, критическая плотность, «возраст» Вселенной. Релятивистская космология. Модель «горячей» Вселенной. Большой взрыв и этапы эволюции Вселенной.</i>	
Глава 2. МОДЕЛЬ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД	39
§ 4. Уравнения равновесия звезды	39
<i>Основная задача теории. Уравнение гравитационного равновесия. Уравнение энергетического равновесия. Источники энергии излучения звезд.</i>	
§ 5. Процессы переноса излучения внутри звезды	45
<i>Характеристики поля излучения: интенсивность, поток, плотность. Уравнение переноса излучения для сферически-симметричной модели. Лучистое равновесие внутри звезды (решение уравнения переноса). Звезда как саморегулирующаяся система. Конвективный перенос энергии;</i>	

критерий Шварцшильда. Уравнение конвективного переноса энергии.

§ 6. Уравнения внутреннего строения звезд 55

Система основных дифференциальных уравнений. Давление и средний молекулярный вес. Генерация энергии. Непрозрачность вещества. Граничные условия. Теорема Фогта–Рессела.

§ 7. Модели звезд 63

Строение звезд разных масс. Модель современного Солнца. Заключительные стадии эволюции звезд.

Глава 3. СОЛНЦЕ КАК ЗВЕЗДА 68

§ 8. Общие сведения о Солнце 68

Положение Солнца в Галактике. Расстояние и радиус Солнца. Масса, светимость, температура. Вращение Солнца. Спектр и химический состав.

§ 9. Строение Солнца и протекающие в нем процессы 71

Особенность звездных недр. Энерговывделяющее ядро: термоядерные реакции протон-протонного и углеродно-азотного циклов; тройной альфа-процесс. Вероятности ядерных реакций. Область лучистого переноса энергии.

§ 10. Конвекция на Солнце и грануляция 78

Причина конвекции на Солнце. Число Рэлея и тип конвекции; достаточное условие конвекции. Другие фотосферные движения. Структура конвективной зоны Солнца.

§ 11. Генерация нелучистой энергии и нагрев солнечной атмосферы 86

Распределение температуры Солнца вдоль радиуса и в солнечной атмосфере. Звуковые волны. Энергия звуковой волны. Учет магнитного поля. Модель нагрева солнечной атмосферы.

Глава 4. АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД 95

§ 12. Лучистое равновесие звездных фотосфер 95

Задача теории фотосфер. Состояние лучистого равновесия. Уравнение переноса излучения. Уравнение лучистого равновесия. Теория фотосфер при коэффициенте поглощения, не зависящем от частоты ($\alpha_\nu = \alpha$). Приближенное

<i>решение уравнений. Метод Шварцшильда–Шустера. Распределение яркости по диску звезды.</i>	
§ 13. Излучение и поглощение в непрерывном спектре	105
<i>Локальное термодинамическое равновесие. Механизмы поглощения и излучения в непрерывном спектре. Поглощение атомами водорода. Поглощение в звездах различных спектральных классов. Модели звездных фотосфер и наблюдаемые следствия теории.</i>	
§ 14. Линии поглощения в спектрах звезд	117
<i>Образование спектральных линий. Коэффициенты Эйнштейна (квантовая теория излучения). Естественная ширина спектральных линий. Физические механизмы уширения. Химический состав звездных атмосфер.</i>	
Глава 5. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД	127
§ 15. Образование звезд	127
<i>Два поколения звезд. Теоретические основы звездообразования: гравитационная неустойчивость Джинса, неустойчивость Рэля–Тейлора. Проблема магнитного поля Галактики. Понятие о протозвездной стадии эволюции звезд.</i>	
§ 16. Протозвездная стадия эволюции звезд	131
<i>Непрерывность звездообразования. Газово-пылевые комплексы и образование звезд. Эмпирические подтверждения процесса звездообразования: АО-ассоциации, космические мазеры. Стадия «свободного падения». Объекты Хербига–Аро. Эволюция звезд на стадии Хаяши. Звезды типа Т Тельца. Эволюция протосолнца. Заключение.</i>	
§ 17. Эволюция звезды от газово-пылевого облака	139
<i>Стадия главной последовательности. Красные гиганты. Эволюция химических элементов. Сверхновые. Эволюция Солнца.</i>	
Глава 6. КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ	147
§ 18. Белые карлики	147
<i>Определение. История открытия. Природа белых карликов. Понятие вырождения. Условие вырождения. Критерий вырождения для разных частиц. Давление белых карликов, условие равновесия и излучение. Релятивистское вырождение. Заключение.</i>	

§ 19. Пульсары	157
<i>Определение. Открытие и отождествление. Периодичность и механизм импульсного излучения пульсаров. Модель наклонного ротора. О размерах пульсаров.</i>	
§ 20. Нейтронные звезды	169
<i>Состояние вещества. Физические характеристики. Механическое равновесие. Температура и охлаждение. Уравнение состояния. Строение нейтронной звезды. Данные наблюдений.</i>	
§ 21. Черные дыры	173
<i>Определение. Понятие гравитационного радиуса. Свойства черных дыр. Возможность обнаружения. Черные дыры в двойных системах. Методы определения масс черных дыр. Результаты наблюдений.</i>	
Глава 7. ИЗБРАННЫЕ ВОПРОСЫ АСТРОФИЗИКИ (проблемы, исследования)	182
§ 22. Магнитные поля в космосе	182
<i>Магнитное поле Земли. Общее магнитное поле Солнца. Измерения магнитных полей. Магнитные поля звезд. Магнитное поле Галактики. Магнитное поле Вселенной.</i>	
§ 23. Черные дыры в ядрах галактик	191
<i>Свойства ядер галактик. Определение масс ядер галактик. Определение массы ядра нашей Галактики. Новейшие наблюдения.</i>	
§ 24. Нейтринное излучение Солнца	194
<i>Нейтрино, идущие от Солнца. Регистрация нейтрино: хлор-аргонный эксперимент, галлиевый эксперимент, водный детектор. Нейтринные осцилляции и масса нейтрино.</i>	
§ 25. Современные проблемы астрофизики	204
<i>Темная материя и темная энергия. Проблема сингулярности. Гравитационные линзы. Голубые карлики.</i>	
Библиографический список	213
Приложение	215

Предисловие

Пособие подготовлено на основе курса лекций по астрофизике, которые на протяжении ряда лет читались автором на физическом факультете Иркутского госуниверситета. Значительное место в курсе отводится вопросам теоретической физики, необходимым при изучении внутреннего строения звезд, звездных атмосфер, магнитных полей в космосе, космологических проблем, роли ядерных реакций в энергетике и эволюции небесных объектов.

В учебном пособии систематизированы основные понятия астрофизики; обобщены результаты исследований физических процессов в источниках астрономического излучения; учтены открытия и достижения последних лет.

Предлагаемое пособие состоит из семи глав и приложения. В главе 1 определены основные характеристики и закономерности мира звезд, приведены данные об изучении галактик и межзвездной среды, затронуты вопросы классической и релятивистской космологии. В главе 2 изложены вопросы внутреннего строения звезд и процессы переноса излучения в их недрах. Глава 3 посвящена Солнцу, как звезде, близость которой позволяет детально изучить динамику и структуру ее внешних слоев. В главе 4 подробно рассмотрены процессы поглощения и излучения энергии, происходящие в элементарном объеме, а также процессы переноса лучистой энергии через поверхностные слои звезды. Здесь же показано, как по наблюдаемым звездным спектрам определяются физические условия в поверхностных слоях звезд и их химический состав. В главе 5 даны общие представления об эволюции звезд, а заключительные стадии звездной эволюции приведены в главе 6. В главу 7 вошли наиболее проблемные вопросы современной астрофизики, в том числе результаты и открытия последнего десятилетия. Приложение содержит

учебно-методическое обеспечение и включает задачи и практические задания по избранным разделам курса.

При написании рукописи использовались издания и монографии, большая часть которых отражена в списке литературы в конце пособия.

Автор приносит искреннюю благодарность своим коллегам А. Н. Валлу, В. Г. Еселевичу, В. А. Карнакову, Д. Ю. Климушкину, В. А. Мазуру, В. Л. Паперному за обсуждения и ценные замечания. Особая признательность С. И. Синеговскому за критические замечания, способствовавшие значительному улучшению текста.

Приложение подготовлено с участием Д. Ю. Климушкина. Ему принадлежит раздел «Задачи по всему курсу».



ОСНОВЫ АСТРОФИЗИКИ

§ 1. Общие сведения о звездах

Задачи и разделы астрофизики. Понятие звездной величины. Данные наблюдений: размер, масса и температура звезд. Основные закономерности в мире звезд. Спектральная классификация звезд, краткая характеристика спектральных классов

Задачи и разделы астрофизики. Астрофизика изучает физическую природу и эволюцию космических объектов, включая и всю Вселенную в целом. Развитию астрофизики способствовало несколько поворотных моментов в ее истории: применение телескопа, открытие спектрального анализа, изобретение фотографии, возникновение фотоэлектрии, радиоастрономии и внеатмосферных космических исследований. Все это расширило возможности *наблюдательной астрофизики* и привело к тому, что в настоящее время она стала всеволновой, т. е. имеет возможность извлекать информацию из любого диапазона спектра электромагнитного излучения. Успехи в развитии физических теорий, и, в первую очередь – создание теории излучения и строения атома, способствовали становлению *теоретической астрофизики*.

Теоретическая астрофизика, в зависимости от объектов исследования, подразделяется на *физику Солнца, планет, звезд, межзвездной среды, галактик; физику Вселенной (космологию)* и т. д. Разделы наблюдательной астрофизики отражают современные методы наблюдений, например, *радиоастрономия, рентгеновская, гамма-астрономия, нейтринная астрономия, внеатмосферная астрономия (космические исследования)*.

Понятие звездной величины. Небесные объекты создают освещенность, характеризуемую звездной величиной. Для оценки освещенности от звезд, *видимых* глазом, введена специальная шкала звездных величин. К звездам первой величины относятся наиболее яркие звезды, к звездам 6-й величины – самые слабые. Промежуточное подразделение на величины было осуществлено по принципу: звезды 2-й звездной величины на столько же слабее звезд 1-й величины, на сколько ярче звезд 3-й величины и т. д. Разность в 5 звездных величин соответствует отношению освещенностей в 100 раз. Если E_1 и E_2 – освещенности, создаваемые двумя звездами (первой и второй видимой звездной величины) на площадке, расположенной перпендикулярно лучу зрения, то разность их звездных величин m_1 и m_2 составляет

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg (E_1/E_2) \text{ или } \lg (E_1/E_2) = -0,4 (m_1 - m_2). \quad (1.1)$$

Звездной величиной называется отсчитываемый от некоторого нуль-пункта десятичный логарифм освещенности, создаваемой данным объектом в месте наблюдения, умноженный на коэффициент $-2,5$, т. е. $m = -2,5 \lg E$. Обычно нуль-пункт шкалы звездных величин принимают условно по совокупности звезд, тщательная фотометрия которых выполнена различными методами. Для звезд более ярких, чем с $m = 1$ видимая звездная величина принимает отрицательные значения. Самым ярким объектом на земном небе является Солнце ($m = -26,8$), затем Луна в полнолуние ($m = -12,7$) и Венера ($m = -4$). Звезда с $m = 0$ создает на границе земной атмосферы освещенность $E_0 = 2,48 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2$.

Видимая звездная величина не дает информации об истинном излучении звезды, ее светимости. *Светимостью* L звезды называется энергия, излучаемая всей поверхностью звезды за единицу времени, и она является физической характеристикой звезды, т. е. определяется физическими процессами, генерирующими энергию звезды. Согласно законам физики, доходящее до наблюдателя излучение обратно пропорционально квадрату расстояния. Для сравнения светимостей звезд их условно располагают на стандартном расстоянии в *10 парсек* от наблюдателя, а звездную величину, которую имело бы светило на таком расстоянии, называют *абсолютной звездной величиной* M^* . Для

Солнца $M_C^* = +4,8$. Соотношение между M^* , m и расстоянием r до светила, выраженном в парсеках, имеет вид:

$$M^* = m + 5 - 5 \lg r. \quad (1.2)$$

Абсолютная звездная величина позволяет вычислять светимость звезды. За единицу светимости принята светимость Солнца $L_C \approx 4 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$.

$$\lg L = 0,4 (M_C^* - M^*).$$

Данные наблюдений: размер, масса и температура звезд. Расстояния до звезд так значительны, что астрономические инструменты не позволяют непосредственно наблюдать их диски. Лишь у некоторых звезд угловые *размеры* диска превышают разрешающую способность высококачественных объективов крупных рефлекторов, что дает возможность фотографированием с очень короткими экспозициями «восстановить» изображение диска звезды.

При известной светимости звезды L и ее эффективной температуре $T_{эфф}$ радиус звезды R определяется в предположении, что ее излучение соответствует излучению абсолютно черного тела, т. е. из *соотношения физических характеристик* звезды

$$L = 4\pi R^2 \cdot \sigma T_{эфф}^4. \quad (1.3)$$

В процессе эволюции звезд их размеры меняются. Анализ имеющихся данных показывает, что радиусы звезд колеблются от размеров, сравнимых с радиусом солнечной системы (звезды-сверхгиганты), до размеров планет (белые карлики) или даже до нескольких километров (нейтронные звезды). Если радиусы звезд выражать в радиусах Солнца $R_C = 7 \cdot 10^5 \text{ км}$, то они преимущественно заключены в интервале от $0,003R_C$ – у звезд-карликов, до $10^3 R_C$ – у сверхгигантов.

Массы звезд. Наиболее важную характеристику – массу звезды можно определить только в случае, когда она входит в состав двойной системы. Движение компонентов двойных звезд происходит в соответствии с законами Кеплера: оба компонента описывают в пространстве подобные (т. е. с одинаковым эксцентриситетом) эллиптические орбиты вокруг общего центра масс. Большая полуось a орбиты движения спутника относительно

главной звезды равна сумме больших полуосей a_1 и a_2 орбит движений обеих звезд относительно центра их масс. Если из наблюдений известна орбита относительного движения, то можно определить сумму масс компонентов двойной звезды:

$$M_1 + M_2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2}. \quad (1.4)$$

С другой стороны, значения больших полуосей этих двух эллипсов обратно пропорциональны массам звезд. Если известны отношения полуосей орбит каждой из звезд, то можно найти отношение масс $M_1 / M_2 = a_2 / a_1$ и, следовательно, массу каждой звезды в отдельности. Совокупность данных о массах двойных звезд позволила обнаружить важную статистическую зависимость «масса – светимость»: $L = M^{3,9}$, которая дает возможность оценивать массы одиночных звезд по их светимостям (иначе, по их абсолютным звездным величинам). Из определения масс звезд следует, что массы их заключены в интервале от 0,1 массы Солнца (M_C) до $\approx 50 M_C$. Стационарных звезд с массами $M \geq 100 M_C$ не наблюдается, хотя они могут существовать некоторое время как нестационарные объекты.

Температуры звезд. При температуре T большинство молекул газа имеет энергию, близкую к величине kT , где постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К $\approx 0,863 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. При энергии равной 1 эВ, температура газа составляет $T_{1\text{эВ}} \approx 11\,600$ К. Один из методов определения температуры небесных объектов основан на исследовании элементарных атомных процессов, приводящих к возникновению наблюдаемого излучения. Например, в спектре солнечной короны наблюдаются линии излучения, принадлежащие многократно ионизованным элементам, атомы которых лишены более чем десятка внешних электронов, для чего требуется энергия в несколько сотен электрон-вольт. Мощность солнечного излучения слишком мала, чтобы вызвать столь сильную ионизацию газа. Ее можно объяснить только столкновениями с энергичными быстрыми частицами, главным образом свободными электронами. Следовательно, тепловая энергия значительной доли частиц в солнечной короне должна равняться нескольким сотням электрон-вольт. Обозначив через ε энергию, выраженную в электрон-вольтах, получаем $T = 11\,600 \cdot \varepsilon$, т. е.

энергию в 100 эВ большинство частиц газа имеет при температуре более миллиона кельвинов.

Другие наиболее распространенные методы определения температуры основаны на применении законов излучения абсолютно черного тела к наблюдаемому излучению. Поскольку эти законы справедливы только для термодинамического равновесия, такие методы приводят к результатам, содержащим большие или меньшие погрешности. Поэтому их применяют либо для приближенных оценок температуры, либо в тех случаях, когда удастся доказать, что эти погрешности пренебрежимо малы. Так, например, для звезд удастся подобрать такую планковскую кривую, которая, хотя и приближенно, напоминает распределение энергии в ее спектре. Это позволяет в большинстве случаев применять законы Планка, Стефана–Больцмана и Вина к излучению звезд, а температурный параметр, характеризующий излучение, в зависимости от используемого метода называется яркостной, эффективной или цветовой температурой. На рис. 1.1 изображено наблюдаемое распределение энергии в спектре солнечного диска вместе с несколькими планковскими кривыми для различных температур.

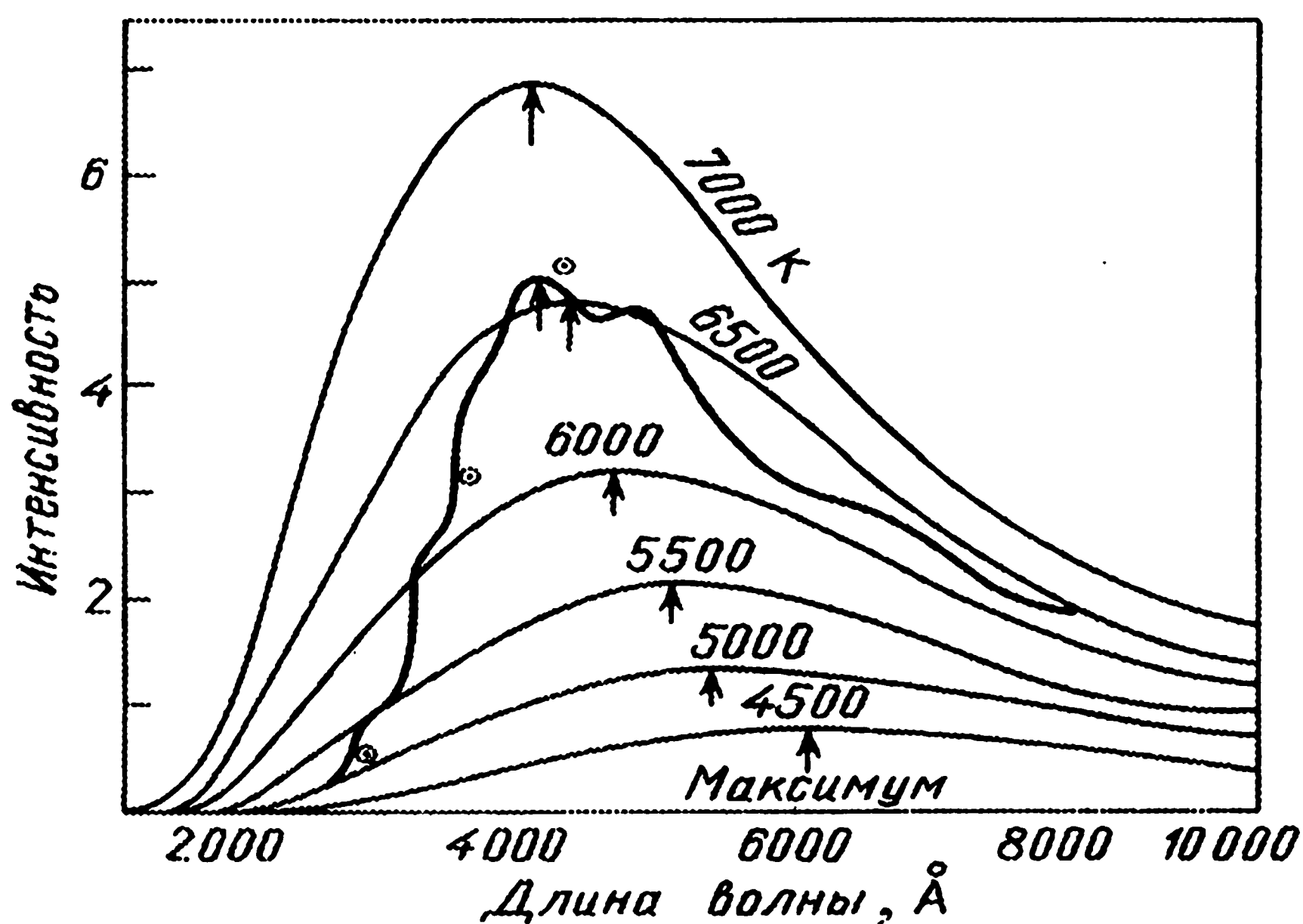


Рис. 1.1. Распределение энергии в спектре центра солнечного диска (жирная кривая) и планковские кривые. Интенсивность выражена в величинах 10^{11} Вт/(с · м² · см · ср), где ср – телесный угол в 1 стерадиан

Из этого рисунка видно, что ни одна из них в точности не совпадает с кривой для Солнца. У последней максимум излучения выражен не так резко. Если принять, что он имеет место на длине волны $\lambda_{max} = 4300 \text{ \AA}$, то температура, определенная по закону смещения Вина, окажется равной $T_{(\lambda_{max})} = 6750 \text{ K}$. При увеличении температуры абсолютно черного тела максимум его излучения смещается в сторону более коротких длин волн.

Основные закономерности в мире звезд. Три характеристики звезды – ее светимость, радиус и температура связаны соотношением (1.3).

Вместе с тем установлена важная эмпирическая зависимость между спектром звезды, т. е. фактически ее температурой, и светимостью. Впервые такую зависимость установили в начале XX в. датский астроном Э. Герцшпрунг (1905 г.), а затем американский астроном Г. Рессел (1913 г.). Эта зависимость иллюстрируется диаграммой, по одной оси которой откладывается спектральный класс (температура), а по другой – абсолютная звездная величина (светимость). Такая диаграмма называется *диаграммой «спектр–светимость»*, или *диаграммой Герцшпрунга–Рессела* (рис. 1.2). В случае отсутствия взаимосвязи между физическими характеристиками звезд, они располагались бы на диаграмме хаотически, заполняя всю ее площадь. В действительности же они группируются вблизи определенных направлений или последовательностей. Большинство звезд расположено вдоль главной последовательности, сравнительно узкой полосы, протянувшейся от верхнего левого угла диаграммы, от горячих голубоватых звезд высокой светимости, вправо и вниз к холодным красным звездам низкой светимости. Звезды со светимостью, близкой к солнечной и ниже нее, принято называть звездами-карликами. На диаграмме выделяется и ряд других последовательностей, которые отображают индивидуальные зависимости светимости от температуры для звезд некоторых выделенных групп.

Положение каждой звезды на диаграмме определяется ее физической природой и стадией эволюции, и в этом заключается главное значение диаграммы.

Три величины, входящие в формулу (1.3), не являются независимыми и для каждой последовательности звезд можно установить определенное соотношение между этими величинами.

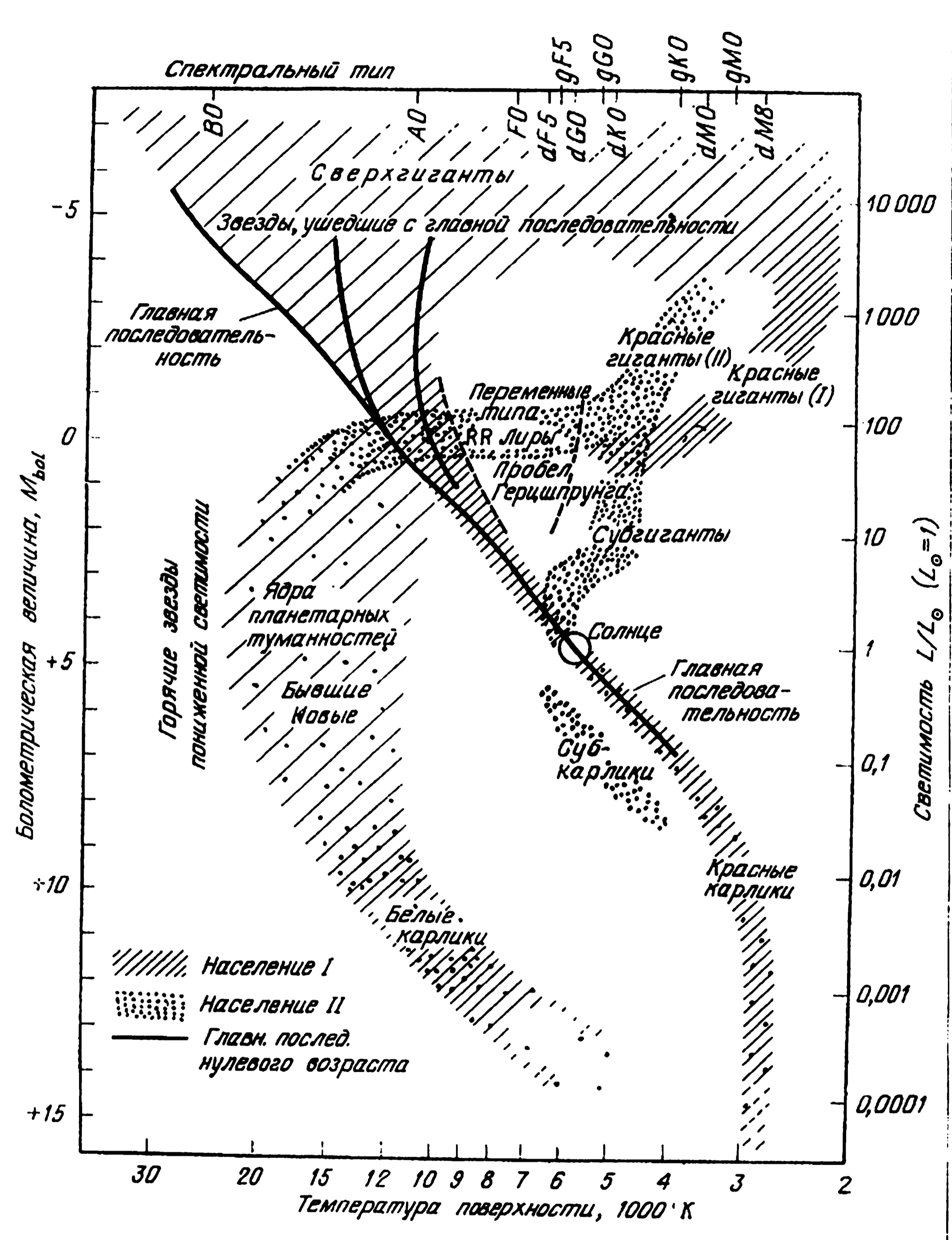


Рис. 1.2. Диаграмма Герцшпрунга–Рессела, или диаграмма «температура–светимость». Показаны области, занятые звездами разного типа, главная последовательность и положение Солнца

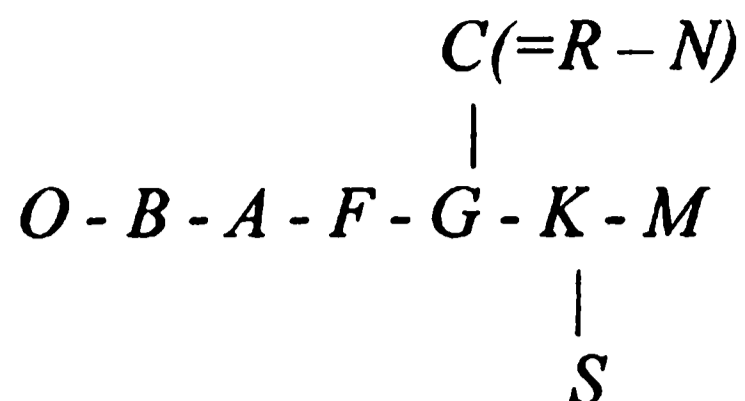
Например, для светимостей и радиусов большинства звезд главной последовательности, если выразить их в солнечных единицах, выполняется соотношение $L = R^{5,2}$.

Спектральная классификация звезд, краткая характеристика спектральных классов. До современных представлений о спектрах были известны три закона Кирхгофа, определяющие связь между характером излучения и природой источника: излучение в непрерывном спектре дают раскаленные твердые тела и нагретые жидкости или газ при достаточном давлении; излучение в отдельных ярких линиях, т. е. линейчатый спектр наблюдается у нагретого газа при низком давлении; спектр, состоящий из отдельных темных линий на фоне непрерывного спектра, создает газ, помещенный перед более горячим источником непрерывного излучения, причем линии поглощения имеют те же длины волн, что и линии излучения для данного газа. На основе законов Кирхгофа и интерпретировались спектральные наблюдения Солнца, туманностей и звезд.

Согласно приведенной выше классификации, спектр Солнца является спектром поглощения. Это значит, что лучи света, идущие от раскаленных внутренних слоев солнечной плазмы, проходят через более холодную солнечную атмосферу, состоящую из смеси различных газов. При этом каждый газ поглощает энергию строго избирательно, и в результате, в солнечном спектре появляются определенные темные линии поглощения.

Сравнивая спектры излучения водорода, натрия, кальция и других элементов с солнечным спектром, легко установить, что указанные элементы входят в состав солнечной атмосферы.

Большинство звезд обладает непрерывным спектром, на который налагаются темные линии поглощения; у некоторых типов звезд в их спектре видны также яркие линии, возникающие в верхних слоях звездных атмосфер. Однако спектры звезд различны, и эти различия определяются количеством спектральных линий и их интенсивностью, а также распределением энергии в непрерывном спектре звезды. Различия, наблюдаемые в спектрах звезд, положены в основу их спектральной классификации. До сих пор с небольшими изменениями сохранилась Гарвардская классификация звезд, принятая в Гарвардской обсерватории. Сходные между собой спектры объединены в спектральные классы, которые располагаются в следующем порядке



Внутри классов используются десятичные подразделения. Так, класс $F5$ означает, что спектр звезды занимает промежуточное положение между классами F и G , тогда как обозначение $B8$ указывает на то, что спектр звезды ближе к классу $A0$, чем к классу $B0$. Солнце относится к спектральному классу $G2$.

Краткая характеристика спектральных классов

В классе O наиболее интенсивны линии ионизованного гелия и линии дважды ионизованных кислорода, азота и углерода; присутствуют линии нейтрального гелия и водорода.

В классе B линии ионизованного гелия исчезают, но нейтрального гелия достигают наибольшей интенсивности, линии водорода сильны.

В классе A линии водорода достигают наибольшей интенсивности; появляются линии ионизованных металлов.

В классах F и G линии водорода слабеют, а линии ионизованных металлов усиливаются: например, для класса G очень сильны линии ионизованного кальция и появляются многочисленные линии нейтральных металлов.

В классе K сильны линии металлов и заметны полосы молекулярных соединений, которые являются преобладающими в классе M , например полосы окиси титана TiO .

Ответвление $R-N$ включает звезды, спектры которых содержат линии поглощения атомов углерода и полосы поглощения углеродных молекул.

В спектрах класса S содержатся полосы соединений циркония ZrO .

Имеется особый класс звезд, в спектрах которых, наряду с линиями поглощения, присутствуют широкие эмиссионные линии водорода, гелия, а также высокоионизованных углерода, азота и кислорода. Эти уникальные звезды называются звездами Вольфа-Райе ($W-R$), по имени двух французских астрономов, впервые их исследовавших.

Спектральная классификация является одновременно и цветовой: звезды классов O, B – голубые; A, F – белые; G – желтые; K – оранжевые; M, R, N, S – красные.

Почему спектры звезд различны? Самый простой ответ на этот вопрос состоит, казалось бы, в том, что различие спектров объясняется различием химического состава звезд, т. е. процентным содержанием каждого элемента, но основное свойство совокупности звездных спектров – ее линейность – указывает на то, что спектры звезд зависят главным образом от какого-то одного фактора и этим фактором является температура. Так, при температуре около 3000 K существуют молекулярные соединения, которые и вызывают в спектре фотосферы звезды полосы поглощения. При более высокой температуре молекулярные соединения распадаются и соответствующие им спектральные полосы исчезают, а хорошо видны линии, свойственные металлам, атомы которых поглощают кванты определенных частот. При температуре в 6000 K многие металлы ионизируются и поэтому в спектрах появляются линии ионизованных металлов, а атомы водорода и гелия проявляют себя слабо: такая и более низкая температура недостаточна для их возбуждения. Но если температура фотосферы близка к 10^4 K , то энергии излучения достаточно, чтобы возбуждать почти все атомы водорода, поэтому в спектрах звезд класса *A* водородные линии поглощения особенно интенсивны. Температура около $20\ 000\text{ K}$ вызывает активное возбуждение атомов гелия, этим и объясняются интенсивные линии поглощения гелия в спектрах звезд класса *B*. Наконец, при температуре $30\ 000\text{ K}$ многие атомы гелия ионизованы, а атомы кислорода и азота претерпевают многократную ионизацию, поэтому в спектрах звезд класса *O* хорошо проявляются спектральные линии, соответствующие этим ионам. Яркие линии в спектрах звезд Вольфа–Райе объясняются тем, что температура их атмосферы достигает 10^5 K . Таким образом, спектральная классификация фактически является температурной.

§ 2. Мир галактик и его свойства

Структурность Вселенной. Наша Галактика и ее строение. Межзвездная среда: межзвездная пыль, межзвездный газ, космические лучи. Галактики: типы, расстояния, размеры, физические свойства. Квазары

Структурность Вселенной. Важнейшее свойство окружающего нас мира – его структурность. В очень широком диапазоне масштабов вещество не разбросано хаотически, а собрано в различные образования. Образования одного типа являются эле-

ментами, строительными блоками, из которых состоят структуры второго уровня, имеющие бóльшие пространственные размеры. Структуры второго уровня в свою очередь объединяются в элементы третьего уровня и т. д. – образуется иерархия структурных уровней.

Если ограничиться только астрономическими масштабами, то перечисление структур можно начать с Земли и других планет, составляющих Солнечную систему, с ее звездой – Солнцем в центре. Звезды образуют иерархию структур различных масштабов. Самое важное звено этой иерархии – системы из сотен миллиардов звезд, называемых *галактиками*. Общее их число во Вселенной достигает многих миллиардов. Это второй астрономический уровень. Но и галактики распределены в пространстве неравномерно: обычно они встречаются группами из десятков галактик или входят в состав скоплений из сотен и тысяч галактик. Сейчас наблюдается $\sim 10^3$ скоплений галактик. Наиболее известные скопления находятся в созвездиях Девы и Геркулеса. Эти скопления не обладают правильной формой и насчитывают несколько тысяч галактик. В созвездии Волосы Вероники содержится скопление в десятки тысяч галактик, плотность распределения которых заметно возрастает к центру. Именно эти структуры представляют интерес для космологии, изучающей Вселенную в целом.

Оценить положение галактик в пространстве можно, если построить трехмерную картину их распределения. Такие исследования были проведены для области диаметром несколько сотен мегапарсеков¹ и позволили выявить крупномасштабную структуру Вселенной. Результаты трехмерного распределения галактик во Вселенной оказались несколько неожиданными. Если считать, что все структурные уровни материи качественно похожи друг на друга и отличаются только пространственными размерами, то естественно было предположить, что галактики объединяются в структуры точно так же, как звезды объединяются в галактики. Существование скоплений давало бы лишний аргумент в пользу такой гипотезы. Однако действительность

¹ С расстояния в 1 парсек (пк) наша Солнечная система видна под углом в 1" дуги. Расстояние в тысячу парсеков называют *килопарсеком* (кпк), а в миллион – *мегапарсеком* (Мпк). $1 \text{ пак} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ км}$.

оказалась совершенно иной: подавляющая часть галактик (80–90 %) сконцентрирована в вытянутые, нитевидные структуры толщиной ~ 30 млн. световых лет и длиной до 300 млн. световых лет (1 световой год – это путь, проходимый светом за один год, $\approx 10^{13}$ км). Соседние нити пересекаются между собой, образуя связанную, трехмерную сетчато-ячеистую структуру. Большие скопления галактик включают в себе весьма малую долю всех галактик (менее 10 %) и располагаются, как правило, вблизи точек пересечения нитевидных структур. Наблюдаемая крупномасштабная структура в распределении галактик и их скоплений отражает существование неоднородностей в той среде, из которой возникли системы галактик. Эпоха образования основного количества галактик удалена от нас во времени более чем на 10 млрд. лет.

Наша Галактика и ее строение. 97 % видимого вещества нашей Галактики сосредоточено в звездах, у других галактик звездная субстанция составляет 97–99 % их массы. Плотность очень разреженного межгалактического газа мала, поэтому можно считать, что основная масса видимого вещества Вселенной сосредоточена в звездах, а точнее – в их недрах, где имеет температуру десятки и сотни миллионов градусов и давление в сотни миллиардов атмосфер. При таких условиях вещество звезд по физическим законам природы преобразуется из идеального газа в очень плотный вырожденный газ, нейтронизированную материю или в черную дыру.

Оценки расстояний до звезд позволяют определить распределение их в пространстве на разных расстояниях и в различных направлениях, что дает возможность получить некоторое представление о структуре нашей Галактики. Распределение звезд в Галактике имеет две ярко выраженные тенденции: во-первых, сильно концентрироваться к галактической плоскости и, во-вторых, концентрироваться к центру Галактики, образуя, так называемое *центральное сгущение*, или *балдж*, диаметром ~ 1–2 кпк. В его центре выделяется еще более компактное *ядро*. Диаметр видимого диска Галактики составляет около 30 кпк ($\approx 10^5$ световых лет). Солнце удалено от галактического центра на расстояние 8 кпк. Кроме *плоской составляющей*, в Галактике присутствует *сферическая составляющая*, звездная плотность

которой значительно меньше. Звездный диск нашей Галактики имеет спиральную структуру – *спиральные ветви*, вдоль которых сконцентрировано основное количество звезд.

Измерения лучевых скоростей звезд позволили установить *вращение* Галактики. Зная скорость вращения V_{BP} , можно оценить *массу* Галактики M_G из условия, что движение объектов происходит по кривой, близкой к окружности. Полагая $V_{BP} = 200$ км/с и радиус Галактики $R_G = 15$ кпк, получим $M_G \approx 10^{11} M_C$, где M_C – масса Солнца.

Межзвездная среда: межзвездная пыль, межзвездный газ, космические лучи. Характерной особенностью межзвездной среды является большое разнообразие имеющихся в ней физических условий. В общем случае, все «незвездное население» нашей Галактики можно объединить в три составляющие: межзвездную пыль, межзвездный газ и космические лучи.

Межзвездная пыль. Межзвездная среда преимущественно поглощает коротковолновое излучение, из-за чего свет далеких звезд испытывает межзвездное покраснение света. Наблюдаемое ослабление свет испытывает при прохождении через среду, состоящую из твердых частиц (пылинок), если их диаметр порядка длины волны излучения и в среднем составляет от 0,1 до 1 мкм. Имеются и более мелкие частицы, поглощающие в основном ультрафиолетовое излучение. Пылевые частицы состоят из железно-силикатного ядра, ледяной оболочки и летучих элементов (O, H, H_2, OH). Ядро может формироваться при температурах от 500 до 2000 К в холодных атмосферах звезд и планетарных туманностей. Для перехода в твердую фазу необходимо, чтобы газовое давление превысило давление насыщенного пара конденсирующегося вещества. После того как зародыши ядер пылинок возникнут в таких условиях, потоки газа и светового давления перенесут их в более холодные области, где на них оседают более легкоплавкие соединения. В целом пылевая материя, вызывающая межзвездное поглощение света, распределена в Галактике неравномерно. Наиболее сильное поглощение – вблизи плоскости Галактики. Пыль концентрируется в пределах диска толщиной в несколько сотен парсеков, и распределение ее в этом диске имеет клочковатый характер. Особенно большое количество темных облаков наблюдается в области центрального сгущения.

ния нашей Галактики, в созвездии Стрельца, вследствие чего эту область Галактики особенно трудно наблюдать. Ярким примером пылевой туманности является туманность «Конская голова» в созвездии Ориона.

Оценки *физических параметров* поглощающего вещества показывают, что концентрация пылинок в межзвездном пространстве составляет $6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$. Межзвездное вещество диска Галактики является мощным источником длинноволнового инфракрасного излучения. Твердые пылевые частицы испускают фотоны, имеющие непрерывный спектр с максимумом в области 100–500 мкм, что соответствует температуре излучения в среднем 15 К. Также было обнаружено, что излучение далеких звезд поляризовано. Эта межзвездная поляризация света объясняется его рассеянием и поглощением на ориентированных, вытянутой формы пылинках. Фактором, ориентирующим пылинки в пределах крупных областей межзвездной среды, является магнитное поле Галактики. Поэтому межзвездная поляризация света позволяет определить ориентацию магнитного поля и его распределение.

Межзвездный газ. Пылевые частицы – это малая часть вещества межзвездной среды: основная ее доля приходится на межзвездный газ: в среднем отношение по массе газа и пыли составляет 100:1. Межзвездный газ нашей Галактики представлен разными структурными образованиями и в первую очередь – это газовые туманности. Наиболее известные туманности находятся в созвездиях Ориона, Стрельца, Лебедя. Внутри газовой туманности почти всегда можно найти горячую звезду спектрального класса *O* или *B*, являющуюся причиной свечения всей туманности. Эти горячие звезды обладают очень мощным ультрафиолетовым излучением, ионизирующим газ туманности. Обратный процесс рекомбинации возвращает электрон в связанное состояние. Обычно это реализуется через промежуточные энергетические уровни, так что в итоге вместо первоначально поглощенного ультрафиолетового кванта атомы туманности излучают несколько менее энергичных квантов в видимом и инфракрасном спектре. Температура туманностей порядка 10^4 К , что можно проверить по непрерывному тепловому радиоизлучению газа.

Таким образом, горячие звезды на определенных расстояниях вокруг себя ионизируют газ и в первую очередь водород.

Дальше области ионизации водород остается нейтральным. Области ионизованного водорода называются *H II*, области нейтрального — *H I*.

Космические лучи. Компоненты межзвездной среды, рассмотренные выше, расположены преимущественно в плоской подсистеме Галактики. Наиболее важные результаты о природе межзвездной среды на больших расстояниях от плоскости Галактики получены на основании изучения космических лучей, представляющих собой энергичные элементарные частицы и атомные ядра. Большинство космических лучей имеет энергию от 100 МэВ до 1 ГэВ но могут достигать и 10^{21} эВ. По своему химическому составу они отличаются от состава вещества большинства звезд, во-первых, относительно большим содержанием ядер таких легких элементов, как литий, бериллий, бор. В звездах эти элементы практически отсутствуют, так как легко «выгорают» из-за ядерных реакций. Во-вторых, содержание в космических лучах ядер *Fe*, *Si*, *Mg* и некоторых других тяжелых элементов превышает среднее их содержание во Вселенной более чем в 10 раз. Космические лучи с энергией больше 2,5 ГэВ состоят на 90 % из протонов, на 7 % из ядер гелия и около 1 % релятивистских электронов. Оценки физических характеристик космических лучей и анализ их природы показывают, что они проделывают огромный путь внутри нашей Галактики, постоянно меняя свое направление. Причиной, способной изменить направление траектории заряженной частицы, даже движущейся со скоростью, близкой к скорости света, являются магнитные поля Галактики и неоднородности межзвездной среды. Частицам с энергией менее 10^{15} эВ трудно уйти из Галактики при условии, что напряженность магнитного поля, необходимая для их удержания, должна быть не менее 10^{-6} – 10^{-5} Гс. Такой результат согласуется с оценками магнитного поля Галактики, основанными на поляризации света межзвездной пылью.

Из других особенностей межзвездной среды особого внимания заслуживают *гигантские молекулярные облака*, с массой в среднем 10^5 – 10^6 масс Солнца и температурой 10–100 К. Существует тесная связь между молекулярными облаками и областями звездообразования в Галактике: скорее всего, звезды образуются в результате гравитационного сжатия таких облаков.

В оптическом и радиодиапазонах обнаружено более 100 различных *межзвездных молекул*. Примерно две трети обнаруженных молекулярных соединений принадлежат *органическим соединениям*, многие из которых являются важными структурными элементами белков. К ним относятся альдегиды, спирты, эфиры, карбоновые кислоты и амиды кислот. Самые большие из найденных молекул содержат более 10 атомов, например $HC_{11}N$. Эти молекулярные соединения кроме атомов H и C содержат также N , O , S , Si , а иногда и Al , Ca , Na , K . Преобладание органических соединений в наиболее плотных областях межзвездной среды – свидетельство важной ее роли в универсальных путях молекулярного синтеза во Вселенной.

Особое значение имеет исследование взаимосвязи между звездами и межзвездной средой, включающее проблему непрерывного образования звезд из конденсирующейся межзвездной среды.

Галактики: типы, расстояния, размеры, физические свойства. По внешнему виду и характеру распределения яркости галактики делятся на *эллиптические* ($\approx 25\%$ от общего числа галактик), *спиральные* ($\approx 50\%$), *линзовидные* и *неправильные*. Несколько процентов наблюдаемых галактик относятся к *взаимодействующим*, т. к. бывают соединены перемычками. Особенности форм взаимодействующих галактик объясняются возмущающими (приливными) силами, действующими на галактику со стороны другой, близкой к ней, звездной системы.

Эмпирический метод нахождения *расстояний до галактик* основан на определении величины красного смещения линий в их спектрах. Из наблюдений было установлено, что скорость удаления галактики, соответствующая *красному смещению* $z = \Delta\lambda / \lambda$, увеличивается в среднем линейно с расстоянием r от галактики: $V_r = c \cdot \Delta\lambda / \lambda = H \cdot r$. Эта зависимость называется *законом Хаббла*, а коэффициент пропорциональности H – *постоянной Хаббла*. Принято считать $H = 75$ км/(с · Мпк), т. е. скорость удаления галактик увеличивается на 75 км/с на каждый 1 Мпк. Всего лишь три галактики видны на ночном небе невооруженным глазом как слабосветящиеся размытые пятна небольшого размера: наиболее близкие к нам Большое и Малое Магеллановы Облака (видны только в южном полушарии), и Туманность Ан-

дромеды. Расстояния до них, выраженные в миллионах световых лет, соответственно равны 0,2 и 2.

Существующие каталоги галактик включают галактики ярче 15^m – их на небе несколько десятков тысяч. При помощи современных больших телескопов можно обнаружить миллиарды слабых далеких галактик.

Большинство наблюдаемых галактик имеют *диаметр* 20–30 кпк. Встречаются карликовые системы, размеры которых на один-два порядка меньше.

Активность ядер галактик. У многих галактик ядро излучает энергию, мощность которой больше суммарной мощности излучения звезд всей галактики. Активность ядер может проявляться в различных формах. В одних случаях это мощное электромагнитное излучение, в других – выброс вещества из ядер в межгалактическое пространство в виде пучков релятивистских частиц, излучающих радиоволны синхротронным механизмом (*радиогалактики*) или облаков газа, имеющих скорость относительно ядра более десяти тысяч километров в секунду (*сейфертовские галактики*).

Квazarы. В 1963 г. некоторые источники радиоизлучения малых угловых размеров были отождествлены со звездообразными объектами в оптическом диапазоне. Их стали называть квазизвездными радиоисточниками, или сокращенно – квазарами. В настоящее время известно много тысяч таких объектов.

Значительные красные смещения квазаров говорят об их внегалактической природе. Расстояния, определенные по красному смещению, для большинства наблюдаемых квазаров составляют миллиарды световых лет.

Ряд особенностей квазаров указывает на их сходство с активными ядрами галактик. На изображениях многих квазаров, полученных на космическом телескопе им. Хаббла, наглядно видны галактики, окружающие эти яркие объекты. Среди этих галактик много взаимодействующих. Предполагается, что сильное взаимодействие галактик или их слияние в одну систему приводит к такому перераспределению межзвездного газа, при котором часть его оказывается в самом центре галактики, энергетически подпитывая активность ядра. Мощность энергии, выделяемой квазарами, в сотни и тысячи раз больше, чем у активных ядер галактик типа сейфертовских.

Механизм выделения большого количества энергии ядрами галактик и квазарами остается неизвестным.

§ 3. Фундаментальные свойства Метагалактики

Космологический принцип: однородность и изотропность Метагалактики. Классическая космология: нестационарность, критическая плотность, «возраст» Вселенной. Релятивистская космология. Модель «горячей» Вселенной. Большой взрыв и этапы эволюции Вселенной

Космологический принцип: однородность и изотропность Метагалактики. Существование во Вселенной различных физических объектов указывает на разнообразие и сложность протекающих в ней процессов. Изучением физической природы, строения и эволюции Вселенной, как единого целого, занимается *космология*. Теоретический фундамент космологии составляет теория тяготения: Ньютоновские уравнения – в классической космологии и общая теория относительности Эйнштейна (ОТО) – в релятивистской. Эмпирические сведения предоставляются из внегалактических наблюдений. Область Вселенной, которая доступна современным методам наблюдений, называется *Метагалактикой*. Размеры Метагалактики – несколько тысяч мегапарсеков.

В доступной наблюдениям области пространства на расстоянии тысячи мегапарсеков находятся миллиарды галактик. Для выяснения свойств Метагалактики важно изучить общий характер расположения галактик в пространстве, установить возможные закономерности их пространственного распределения.

С этой целью на равных площадях неба был осуществлён подсчёт числа галактик разных звёздных величин. Освещённость, создаваемая небесным объектом в месте наблюдения, характеризуется его видимой звездной величиной. Полное число $N(m)$ объектов до видимой звездной величины m находится в пределах сферы радиуса r_m , а число объектов $N(m + 1)$ до видимой звездной величины $m + 1$ – внутри сферы радиуса $r_{m + 1}$. Нам известно равенство $M^* = m + 5 - 5 \lg r_m$, где M^* – абсолютная звездная величина. Перепишем его в таком виде

$$r_m = 10^{1 - 0,2 M^*} \cdot 10^{0,2 m}.$$

Предположим, что все галактики имеют одинаковую абсолютную звездную величину. При равномерном распределении галактик в пространстве число их должно быть пропорционально объему сферы, следовательно, кубу радиуса сферы, т. е. $N(m) \sim r_m^3$. Если же вместо радиуса сферы подставить его выражение, то получим, что $N(m) \sim 10^{0,6m}$, так как множитель $10^{1-0,2M^*}$ постоянен. Для числа галактик $m+1$ получим $N(m+1) \sim 10^{0,6(m+1)}$. Найдем отношение $N(m+1)/N(m) = 10^{0,6} \approx 3,98 \approx 4$, т. е. число галактик до $(m+1)$ видимой звездной величины должно приблизительно в четыре раза превосходить число галактик до m звездной величины. Согласно наблюдениям для далеких галактик отношение $N(m+1)/N(m) \approx 4$, причем в разных направлениях отклонения от этого значения имеют случайный характер. Тенденция галактик к образованию групп и скоплений, содержащих сотни и тысячи галактик, не сказывается заметно на усреднённом пространственном распределении миллионов галактик. И это усреднённое пространственное распределение галактик показывает, что вещество распределено равномерно в больших масштабах и по всем направлениям. Средняя плотность в Метагалактике составляет около 0,05 галактики на один кубический мегапарсек. При этом средняя плотность галактик в скоплениях заключена в интервале $4-250 \text{ Мпк}^{-3}$. В центральной части скопления галактик в Пегасе плотность доходит до 2000 галактик на Мпк^{-3} : здесь галактики почти «касаются» друг друга и плотность их сосредоточения в 40 000 раз выше, чем средняя плотность в Метагалактике.

Равномерное распределение вещества в масштабах Метагалактики определяет одинаковость свойств материи и пространства во всех частях Метагалактики (*однородность*) и одинаковость их во всех направлениях (*изотропность*).

Следовательно, однородность и изотропность Метагалактики – её фундаментальные свойства, которые, по-видимому, характерны для ее современного состояния.

Классическая космология: нестационарность, критическая плотность, «возраст» Вселенной. В 1929 г. Хаббл сообщил об открытии им фундаментальной закономерности. Он обнаружил, что для всех линий в спектрах далеких галактик наблюдается так называемое красное смещение. Единственным

приемлемым объяснением красного смещения является уменьшение частоты света вследствие эффекта Доплера, т. е. вследствие удаления источника света. Явление взаимного удаления скоплений галактик называют *расширением Вселенной*. Динамика расширения Метагалактики – одна из главных проблем космологии. Известно, что в Метагалактике действуют гравитационные силы, которые стремятся собрать вещество Метагалактики, однако, согласно наблюдениям, она расширяется. Если не вводить каких-либо гипотетических сил, противодействующих тяготению, то остается единственный вывод: Метагалактика расширяется по инерции. Ее расширение есть следствие некоторых начальных условий – больших скоростей, которые вещество имело на ранней стадии развития Вселенной. Причину расширения связывают с неизвестными пока свойствами вещества в сверхплотном состоянии, когда известные нам физические законы не применимы. Однако дальнейшее расширение хорошо описывается этими законами: скорость расширения постепенно убывает из-за гравитации, плотность падает при расширении. Исходным положением для вывода уравнений, описывающих однородную, изотропную и нестационарную модель в рамках механики *Ньютона*, являются следующие: вещество в начальный момент времени распределено однородно, а скорости частиц подчиняются соотношению Хаббла: $V = H \cdot r$, где $H > 0$ и одинакова для любых двух точек Метагалактики. Так как все точки равноправны, H будет одинакова для всех точек и позже, на любой стадии расширения Метагалактики, но сама величина H должна убывать с течением времени. Это следует из того, что при движении по инерции (без учета тормозящего действия гравитации), когда скорость V остается постоянной, r увеличивается со временем и, следовательно, H убывает. Влияние гравитации, как взаимное тяготение отдельных частей Вселенной, замедляет ее расширение.

Рассмотрим сферу, выделенную в однородной среде. Скорость на поверхности сферы, с учетом зависимости от времени, можно записать как $V = dr / dt = H(t) \cdot r$, где r – радиус сферы. В силу изотропии и однородности все точки этой сферы будут удаляться от центра с одинаковой скоростью, так что радиус будет увеличиваться со временем пропорционально некоторой функции времени $R(t)$, причем

$$r(t) = r_0 \cdot R(t), \quad (1.5)$$

где r_0 – расстояние в начальный момент. Функция $R(t)$ называется *масштабным фактором*, а иногда «радиусом Вселенной». Постоянная Хаббла H выражается через R как

$$H(t) = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}. \quad (1.6)$$

Чтобы найти зависимость R от времени, используют законы сохранения массы и полной энергии для выделенной сферы, которая расширяется вместе с веществом. Плотность вещества ρ со временем падает, но масса M внутри сферы остается неизменной:

$$M = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 = const. \quad (1.7)$$

Рассмотрим тело *единичной* массы, которое расположено на границе рассматриваемой области. Для нее кинетическая энергия $V^2/2 = 1/2 \cdot (dr / dt)^2$ уменьшается, а потенциальная энергия (GM/r) увеличивается. Сумма же их – полная энергия E – остается постоянной:

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r} = const. \quad (1.8)$$

Если полная энергия положительна, т. е. кинетическая энергия больше потенциальной, то тело будет все время удаляться от центра сферы, масштабный фактор $R(t)$ всегда возрастает. Если полная энергия отрицательна, скорость расширения вещества затормозится, уменьшится со временем до нуля и сменится сжатием. При $E = 0$ расширение будет неограниченным, но скорость стремится к нулю. Из (1.8) видно, что скорость расширения при этом соответствует параболической:

$$V = \sqrt{\frac{2MG}{r}}. \quad (1.9)$$

При подстановке в (1.8) значений (1.5) и (1.7) получим систему уравнений, определяющих ρ и $R(t)$. Эта система полностью определяет изменение со временем всех свойств модели. При подстановке в (1.9) значений массы M из (1.7) и скорости из закона Хаббла $V = r \cdot H_0$, где H_0 – современное значение $H(t)$, получим плотность

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3 \text{ (при } H_0 = 75 \text{ км / (с} \cdot \text{Мпк))}.$$

Значение плотности ρ_c , соответствующее нулевой полной энергии, называют *критическим*. Если $\rho > \rho_c$, то расширение через некоторое время прекратится и начнется сжатие; при $\rho < \rho_c$, расширение будет продолжаться неограниченно долго.

Величина ρ_c является очень важным параметром, определяющим эволюцию Метагалактики, ее будущее. Согласно современным данным, учитывающим массу несветящегося вещества галактик и их скоплений, среднее значение плотности порядка 10^{-30} г/см^3 , т. е. меньше критического. Однако во Вселенной могут присутствовать еще необнаруженные виды материи.

Интегрируя систему уравнений движения, можно найти функциональную зависимость масштабного фактора R от времени t . Возможные типы поведения функции $R(t)$ приведены на рис.1.3.

Важным свойством масштабного фактора является наличие особой точки, в которой $R = 0$. В этот момент расстояние между любыми двумя точками равно нулю, все вещество как бы собрано в точку, а его плотность, которая ведет себя как $1/R^3$, обращается в бесконечность. Обращение плотности в бесконечность характеризует особое так называемое *сингулярное* состояние вещества.

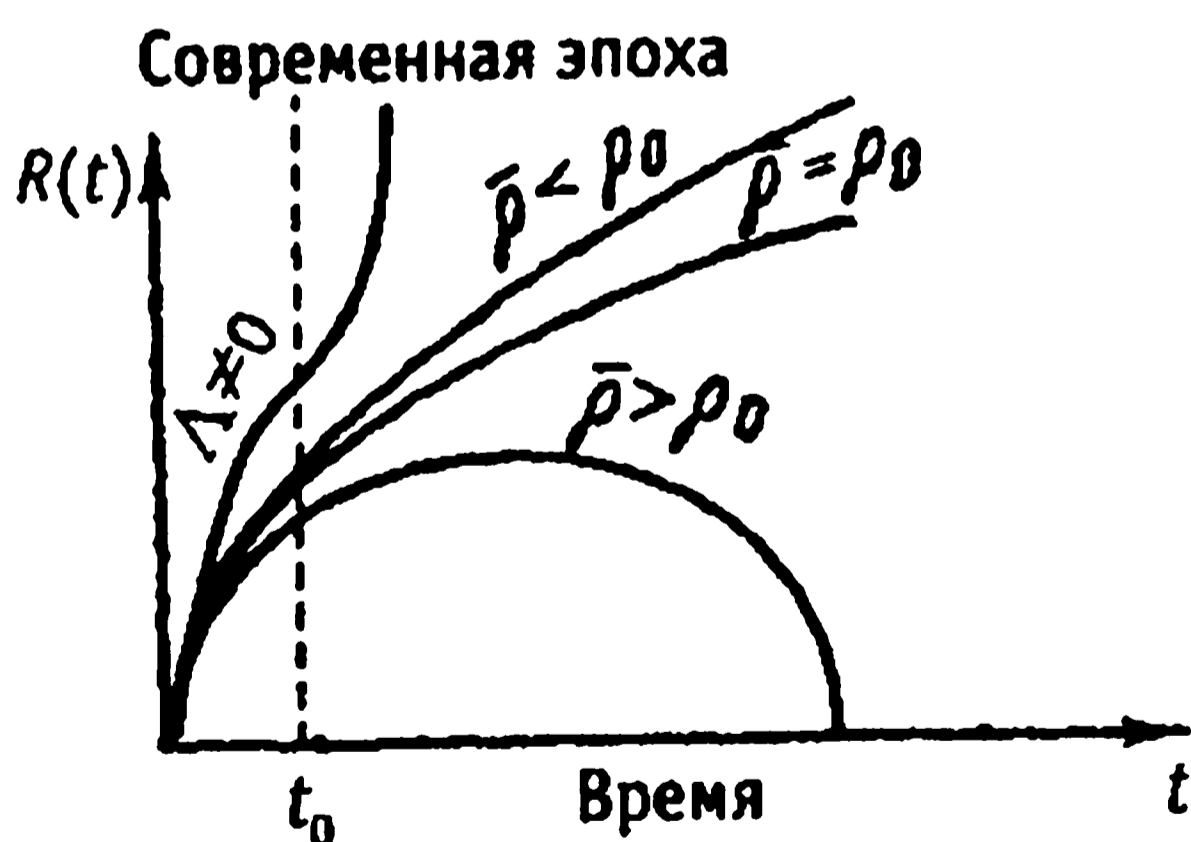


Рис. 1.3. Зависимость масштабного фактора от времени для различных законов расширения Вселенной

Рассмотрим физический смысл постоянной Хаббла. Обратная ей величина соответствует времени $t = 4 \cdot 10^{17} \text{ с} = 13 \cdot 10^9$ лет («возраст Вселенной»). Такое время необходимо для расши-

рения Метагалактики до современного состояния при условии, что скорость расширения в прошлом не менялась. В пределах погрешностей этот срок согласуется с возрастом большинства галактик и старейших звезд нашей Галактики.

Из проведенного анализа видно, что нестационарность космологической модели обусловлена физическими условиями: в однородной изотропной модели действует единственная сила – гравитация, которая стремится собрать все вещество. Поэтому равновесие без движения невозможно. В зависимости от начальных условий (от величины начальной скорости) возможно замедленное расширение с последующим сжатием или неограниченное расширение.

Таким образом, в рамках классической космологии можно описать следующие свойства Метагалактики: нестационарность, возможный характер расширения или сжатия, значение критической плотности, оценку времени расширения.

Релятивистская космология. Специальная теория относительности (СТО) Эйнштейна установила взаимную связь между пространством и временем, но в ней не рассматривается зависимость геометрии пространства-времени от распределения и движения материи. Общая теория относительности есть теория зависимости пространства-времени от движения и распределения материи. Согласно ОТО, распределение и движение материи изменяют геометрические свойства пространства-времени и, с другой стороны, сами зависят от них. Теория тяготения Эйнштейна как бы ставит знак равенства между понятиями гравитационного поля и кривизны пространства-времени.

Уравнения гравитационного поля, выведенные Эйнштейном, представляют собой систему 10 независимых уравнений. Они связывают величины, которые характеризуют кривизну пространства-времени, с 10 величинами, описывающими распределение и движение материи. Сюда входят: плотность массы (одна величина), ее импульс или поток массы (три величины), поток импульса (шесть величин). Таким образом, в отличие от теории тяготения Ньютона, в которой потенциал гравитационного поля зависит от единственной величины – плотности массы, в теории Эйнштейна гравитационное поле создают также поток массы и поток импульса.

Теория относительности приводит к выводу о том, что присутствие больших масс влияет на свойства пространства-времени. На языке уравнений Эйнштейна гравитация представляет собой искривлённое пространство, степень искривлённости которого определяется количеством материи во Вселенной.

Первую космологическую модель для однородной и изотропной Вселенной, основанную на уравнениях поля, построил сам Эйнштейн. Он, как и все его современники, исходил из статичности и неизменности Вселенной. Модель Эйнштейна должна была быть однородной, изотропной и статичной. Оказалось, что его уравнения, также как и уравнения Ньютона, не допускают такого решения: пространство–время должно расширяться, Вселенная должна становиться всё больше. Тогда Эйнштейн, чтобы восстановить статичность, несколько изменил уравнения – добавил в них так называемую *космологическую постоянную*. Физически космологическая постоянная соответствует введению гипотетических сил, пропорциональных расстоянию между взаимодействующими телами. В модели Эйнштейна она имеет положительное значение и такую величину, чтобы при любой заданной плотности материи силы космического отталкивания уравновешивали силы гравитационного притяжения. Тем самым обеспечивалась статичность модели.

В начале 20-х гг. уравнения Эйнштейна, описывающие природу Вселенной, были рассмотрены в первоначальном виде А. А. Фридманом, который получил стандартный набор решений для *замкнутого* нестационарного расширяющегося мира. Эйнштейн опубликовал в том же году «Замечания», в которых, настаивая на стационарности Вселенной, опровергал работу Фридмана. За этим последовало письмо Фридмана, и в 1923 г. Эйнштейн опубликовал краткую заметку, в которой писал: «Я считаю результаты господина Фридмана правильными и проливающимися новым светом. Оказывается, что уравнения допускают также и переменные относительно времени решения».

Через год Фридман опубликовал решение для пространства отрицательной кривизны, т. е. для *открытого* мира. Эти два типа решений или две модели исчерпывают все возможности для однородной изотропной Вселенной: обе начинаются с сингулярности – состояния с бесконечно большой плотностью – и разви-

ваются в состояние с меньшей плотностью. Но пространство искривлено в соответствии с количеством материи во Вселенной, и это открывает две возможности. Если количество материи меньше некоторого критического значения, расширение должно продолжаться до бесконечности, а группы галактик будут всё больше удаляться друг от друга. В этом случае Вселенная «открыта». Но если материи больше критического, сила гравитации способна настолько искривить пространство, что сначала прекратится расширение, а затем и сжатие. Таким образом, Вселенная снова возвратится в сверхплотное состояние. Такая модель Вселенной называется «замкнутой».

А. А. Фридман внес крупнейший вклад в теоретическую космологию, но не успел узнать об астрономическом подтверждении своей теории. Таким подтверждением стало открытое Э. Хабблом «красное смещение» галактик. Эффект пропорциональности «красного смещения» расстоянию до галактик предсказывается моделями Эйнштейна–Фридмана. Именно от этого эффекта хотел избавиться Эйнштейн, вводя космологическую постоянную.

Релятивистские (эйнштейновские) уравнения движения для однородной изотропной модели совпадают с уравнениями движения в ньютоновском приближении для вещества, давление в котором пренебрежимо мало ($P = 0$). Такое вещество называют пылевидным.

Для случаев, когда давление в системе не равно нулю ($P \neq 0$), провести аналогию между решениями уравнений Эйнштейна и моделью Ньютона сложнее. Например, на ранних стадиях эволюции Метагалактики большую роль играло давление излучения. В нерелятивистском случае торможение точки, находящейся на поверхности расширяющейся сферы, определяется гравитацией, которая пропорциональна плотности ρ . В релятивистском случае сила торможения пропорциональна величине $\rho + 3P/c^2$. Это – следствие ОТО, в которой давление представляет собой поток импульса материи и «весит», т. е. обладает способностью гравитационного воздействия.

Для случаев, когда материя представляет собой газ очень высокой температуры, радиацию или нейтрино больших энергий, давление связано с плотностью энергии ε^* соотношением $P = \varepsilon^* / 3$ и не равно нулю.

Модель «горячей» Вселенной. До 1965 г. два фактора подтверждали пригодность теории однородной изотропной Вселенной для описания крупномасштабной структуры наблюдаемого мира. Это – изотропный характер «разбегания» скоплений галактик и факт их довольно равномерного распределения в пространстве. В 1965 г. американскими астрофизиками А. Пензиасом и Р. Вилсоном было сделано открытие, которое можно считать третьим фундаментальным космологическим фактором: было обнаружено *реликтовое радиоизлучение*. Это радиоизлучение является равновесным, т. е. распределение энергии в его спектре соответствует закону излучения Планка при $T \approx 2,7 \text{ К}$. При такой температуре максимум излучения приходится на диапазон спектра около 1 мм. В ходе космологического расширения температура равновесного излучения должна падать как $R(t)^{-1}$, где $R(t)$ – масштабный фактор. Если наблюдаемое равновесное излучение представляет собой реликтовое излучение, т. е. оставшееся от ранней эпохи развития Метагалактики, но «остывшее» благодаря космологическому расширению, то при малых $R(t)$ его температура должна была быть очень высокой.

Модель, основанную на предположении, что на ранней стадии развития Вселенной вещество и находившееся с ним в равновесии излучение имели очень высокую температуру, называют моделью «горячей» Вселенной.

Согласно проведённым расчётам, в том диапазоне волн, в котором регистрируется равновесное космическое радиоизлучение, никакие источники (звёзды, галактики, внегалактические радиоисточники) не могут дать столь мощного потока энергии. Интегральная плотность энергии излучения этих источников, вычисленная с учётом их вероятной эволюции в прошлом, почти в 100 раз меньше суммарной плотности энергии обнаруженного равновесного излучения. Следовательно, это излучение может быть лишь реликтовым, сохранившимся с тех времен, когда плотность вещества Вселенной была очень велика и среда была непрозрачной к собственному излучению.

Расчёт показывает, что вещество должно было стать прозрачным, когда его плотность уменьшилась до значения порядка 10^{-20} г/см^3 , что значительно превышало современную. Так как плотность обратно пропорциональна кубу радиуса (масштабного

фактора), получим, что в эпоху реликтовой Вселенной все расстояния в ней были в $\approx 10^3$ раз меньше. Во столько же раз сокращается и длина приходящих волн. Поэтому кванты, имеющие сейчас длину волны 1 мм, ранее имели длину волны около 1 мкм, что по закону Вина ($\lambda_{max} \cdot T = const$) соответствует максимуму излучения при температуре 3000–4000 К.

Таким образом, существование реликтового излучения указывает на большую плотность Вселенной в прошлом и на её высокую температуру. Последующее расширение Метагалактики приводит к снижению температуры и постепенному уменьшению плотности вещества Вселенной.

Большой взрыв и этапы эволюции Вселенной. Фундаментальные свойства Метагалактики говорят о том, что по современным представлениям Вселенная расширяется и это расширение однородно и изотропно. Следовательно, в определённый момент времени в прошлом, $\sim 10^{10}$ лет назад, всё вещество и энергия во Вселенной были сконцентрированы в математической точке – сингулярности – состоянии с бесконечной плотностью, взрыв которой привёл к образованию наблюдаемого мира. Начало этого расширения условно называют *Большим взрывом*.

В теории Большого взрыва важный шаг был сделан за последние годы не астрономами, а специалистами по физике элементарных частиц, которые, работая на таких гигантских ускорителях, как установка в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), получили возможность заглянуть в мир очень высоких энергий. Теоретическая физика вплотную подошла к тому моменту возникновения Вселенной, когда она обладала бесконечной плотностью и бесконечной энергией и представляла собой математическую точку с объемом равным нулю.

Область физики элементарных частиц – это, главным образом, изучение структуры материи и фундаментальных законов природы на расстояниях порядка ядерных, $\approx 10^{-13}$ см и меньше. Астрофизика оперирует расстояниями, измеряемыми в световых годах. И кажется, что связь между этими активно развивающимися областями физики было бы верно охарактеризовать как отдалённую. Однако ситуация коренным образом изменилась: теория происхождения Вселенной пришла в своём развитии к тому моменту, когда в первые доли секунды после рождения Вселен-

ной бесконечно большое смыкалось с бесконечно малым. Для того чтобы понять это, вспомним два фундаментальных физических принципа: во-первых, высокие температуры подразумевают высокие энергии частиц; во-вторых, в соответствии с «принципом неопределённости» Гейзенберга, для исследования очень малых расстояний необходимы высокие энергии.

Анализ показывает, что температура вещества T понижалась во времени t в соответствии с простым соотношением:

$$T = 10^{10} / \sqrt{t} \text{ К.}$$

Экстраполируя назад во времени закон изменения плотности и температуры, можно указать момент, когда Вселенная начала расширяться и построить сценарий Большого взрыва.

Согласно такому сценарию, очень ранняя Вселенная (по прошествии 10^{-35} с от «начала») была горячей, её температура превышала 10^{28} градусов по шкале Кельвина. При таких температурах у частиц достаточно энергии для того, чтобы вступать во взаимодействие на очень малых расстояниях, $\sim 10^{-20}$ см. Очень ранняя Вселенная действовала как ускоритель частиц.

Состояние вещества при высоких температурах и плотностях существенно отличается от известных состояний. При комнатной температуре молекулы и атомы являются неделимыми системами. С повышением температуры энергия теплового движения становится сравнимой с энергией связи молекул и атомов. Если тепловая энергия становится сравнимой с энергией связи ядер (с величиной дефекта массы), то происходят термоядерные реакции. Ядра уже не являются стабильными, они превращаются из одного вида в другой. Между количествами разных видов устанавливается определенное соотношение (динамическое равновесие), зависящее от температуры. Электроны и протоны стабильны до тех пор, пока их энергия покоя велика по сравнению с энергией фотонов теплового излучения. Если же энергия фотонов превышает энергию покоя частиц какого-либо сорта, то эти частицы рождаются и исчезают при взаимодействии с фотонами. Например, при температуре порядка 10^{10} К возможно рождение пар частиц $2\gamma \rightarrow e^- + e^+$, которые потом аннигилируют, превращаясь опять в фотоны $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. Это известный пример рождения частиц – аннигиляции. Здесь энергия фотона 0,5 МэВ, что составляет энергию покоя электрона или

позитрона. Чтобы возникли протон и антипротон фотон должен обладать энергией порядка 1876 МэВ или еще большей, так как энергия покоя протона 938 МэВ. При температуре $T > 10^{13}$ К протекают реакции рождения нуклонов и антинуклонов, мезонов, электронов, нейтрино и других устойчивых и неустойчивых частиц. Они рождаются и гибнут так же, как рождаются и гибнут кванты света в горячей среде. Между различными частицами для каждого значения температуры существует свое равновесное соотношение. Чем выше температура и соответственно энергия квантов, тем больше массы частиц, которые могут возникать в результате взаимодействия, т. е. $h\nu = kT \geq 2 m_0 c^2$. Частицы и соответствующие им античастицы возникают в раскаленной среде до тех пор, пока температура среды не упадет ниже значения $2 m_0 c^2/k$.

На очень ранних этапах эволюции Вселенной могли возникнуть короткоживущие и очень массивные гипотетические частицы, еще не открытые современной наукой, но предсказанные физикой элементарных частиц. С падением температуры до $\sim 10^{13}$ К стали возникать менее массивные частицы: нуклоны (протоны, нейтроны), антинуклоны и другие. При этом более массивные как бы «вымирали» за счет аннигиляции или распада, так что их убыль не компенсировалась рождением новых частиц. Образованием нуклонов завершается так называемая *эра адронов* эволюции Вселенной (адроны – частицы, подверженные сильным взаимодействиям: протоны, нейтроны, мезоны и др.). Эволюцию Вселенной принято разделять на четыре эры: адронную, лептонную, фотонную (излучения) и звездную (вещества). В таблице 1.1 приведены предварительные выводы, которые следуют из модели горячей расширяющейся однородной изотропной Вселенной, относящейся к наиболее ранним этапам нашего мира.

Основные этапы эволюции Вселенной

Эры	Время от начала	Этап эволюции	Температура, К	Плотность, г/см ³
Планковская		Неизвестные законы физики, квантовые свойства пространства-времени	?	?
Адронная	10^{-43} с	Границы применимости релятивистской теории тяготения	10^{32}	10^{94}
	10^{-35} с	Возникновение зарядовой асимметрии	10^{28}	10^{78}
	10^{-5} с	Аннигиляция нуклонов и антинуклонов	$3 \cdot 10^{12}$	10^{16}
Лептонная	10^{-4} с	Граница применимости экспериментально проверенных законов физики	10^{12}	10^{14}
	10^{-3} с	Аннигиляция мезонов	$3 \cdot 10^{11}$	10^{12}
	$2 \cdot 10^{-1}$ с	Образование реликтовых нейтрино	$2 \cdot 10^{10}$	10^7
Излучения	10 с	Аннигиляция электронов и позитронов	10^{10}	10^4
	10^2 с	Образование первичного гелия	10^8	10^2
Вещества	10^6 лет	Отрыв реликтового излучения от вещества	$4 \cdot 10^3$	10^{-20}
	10^9 лет	Начало возникновения звезд и галактик	30	10^{-26}
	$1-2 \cdot 10^{10}$ лет	Современная эпоха	2,7	10^{-29} – 10^{-30}



МОДЕЛЬ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД

§ 4. Уравнения равновесия звезды

Основная задача теории.

Уравнение гравитационного равновесия.

Уравнение энергетического равновесия.

Источники энергии излучения звезд

Основная задача теории внутреннего строения звезд ставится так: задана звезда с радиусом R , массой M и светимостью L . Известны граничные условия задачи, т. е. условия в поверхностных слоях звезды. Можно считать, что звезда находится в *стационарном* состоянии (это верно для подавляющего большинства звезд). Требуется определить структуру звезды, т. е. найти распределение плотности, давления и температуры внутри звезды. В начале эволюции химический состав вещества можно считать одинаковым, так как процессы звездообразования связаны с эффективным перемешиванием вещества.

Для Солнца, на основании геологических данных, это справедливо в течение времени $\sim 10^9$ лет. Предполагается, что Солнце возникло $\tau = 4,5$ млрд. лет назад, когда содержание водорода по массе составляло от 70 до 76 %, гелия от 28 до 22 % и на долю всех остальных элементов приходилось не более 2 % в соответствии с известной распространенностью их в природе. При расчетах химический состав в начале эволюции варьируют в этих пределах для получения наилучшего согласия с современными значениями массы $2 \cdot 10^{30}$ кг, радиуса $7 \cdot 10^5$ км и светимости Солнца $3,8 \cdot 10^{26}$ Вт.

Теория внутреннего строения звезд прошла в своем развитии ряд этапов. Первоначально в теории рассматривалось грави-

тационное равновесие звезды под действием двух сил: тяготения и газового давления. В дальнейшем в уравнение гравитационного равновесия было введено давление излучения; стало рассматриваться энергетическое равновесие звезды. Однако фундаментальный вопрос об источниках звездной энергии долгое время оставался нерешенным. В 40-х гг. было установлено, что основным источником звездной энергии являются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. Это открытие послужило началом современного этапа развития теории. Мы будем рассматривать теорию внутреннего строения звезд в порядке ее развития.

Какие факторы влияют на состояние звездного вещества? Так как массы звезд велики, то необходимо учитывать гравитационную энергию и силу гравитации. Так как вещество, составляющее звезду, является плазмой, то теория должна включать определенное уравнение состояния, в котором фигурируют температура, давление и плотность. Во внутренних слоях звезды, где очень большой лучистый поток, необходимо учитывать эффекты, связанные с лучистым давлением. В ядре звезды, где температура $T \approx 10^7$ К, а давление $P \approx 10^{11}$ атм. происходят термоядерные реакции, поэтому необходимо учитывать вероятность протекания ядерных реакций и их скорость. Энергия, генерируемая 1 г солнечного вещества за 1 с, составляет примерно 2 эрг. Так как излучение идет от горячих слоев к более холодным и не проходит без препятствий через всю звезду, то надо рассматривать процессы поглощения.

Уравнение гравитационного равновесия. При построении теоретической модели звезды обычно предполагают для простоты, что звезда – не вращающаяся и не переменная, находящаяся в состоянии гидростатического равновесия, т. е. в каждой точке звезды сила давления, направленная наружу, точно уравновешена силой тяготения, направленной внутрь. Рассмотрим элемент вещества внутри звезды (рис. 2.1). Пусть это будет бесконечно малый цилиндр высотой dr , находящийся на расстоянии r от центра, и поперечным сечением, расположенным перпендикулярно к радиусу. Пусть P – давление в точке r , а dP – изменение давления при переходе от r к $r + dr$. Разность давлений dP представляет собой силу, действующую на рассматриваемый элемент массы в направлении увеличения r . Этой силе

противоположна сила притяжения, которое испытывает элемент массы. Масса бесконечно малого цилиндра равна $\rho \cdot dr$. Сила притяжения между массой M_r , заключенной внутри сферы радиуса r , и $\rho \cdot dr$, согласно элементарной теории потенциала, та же самая, что и между массой M_r , собранной в центре конфигурации, и $\rho \cdot dr$, расположенной в точке. По закону Ньютона – это сила притяжения, равная

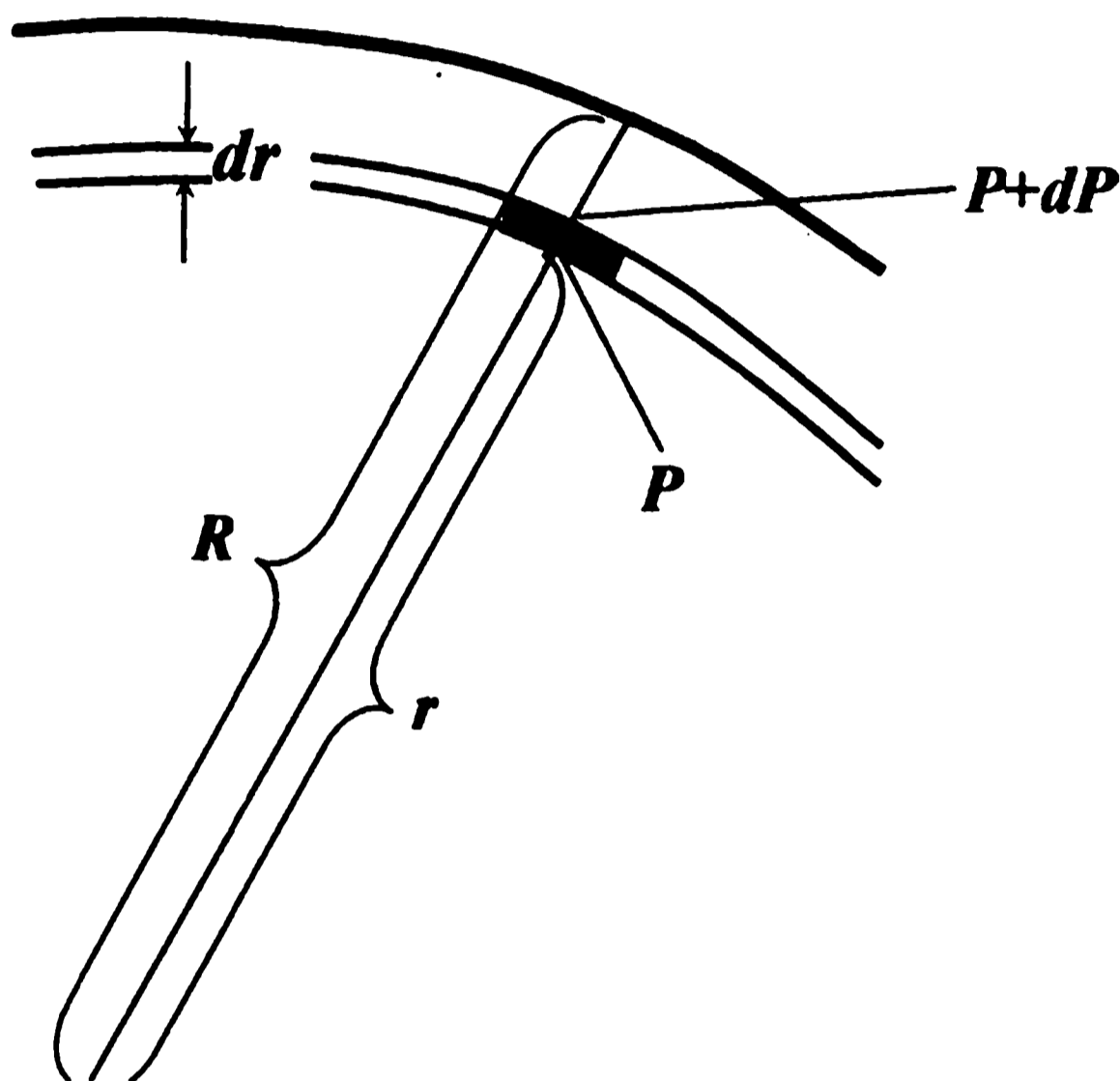


Рис. 2.1. Параметры задачи о внутреннем строении Солнца

$$-\frac{GM_r \rho \cdot dr}{r^2},$$

где $G \approx 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$; знак минус означает, что сила направлена к центру, т. е. против увеличения радиуса. Для соблюдения равновесия цилиндра необходимо, чтобы

$$dP = -\frac{GM_r \rho \cdot dr}{r^2} \quad \text{или}$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2} \quad (2.1)$$

Масса сферического слоя толщиной dr равна $4\pi r^2 \rho dr$. Интегрируя от 0 до r , получим массу звезды, заключенную внутри сферы радиуса r

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr. \quad (2.2)$$

Объединяя уравнения (2.1–2.2) в одно, имеем:

$$\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} = -G \cdot 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr$$

или, продифференцировав последнее, получим уравнение:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho,$$

которое называется уравнением Пуассона и является одним из основных уравнений теории внутреннего строения звезд.

Пример. Сделаем численные оценки для Солнца, т. е. определим порядок давления и температуры. Давление, оказываемое на элемент объема dr , пропорционально давлению в центре P_c , отнесенному к радиусу звезды R , т. е. $dP/dr \sim P_c/R$. Отнесем это значение произвольно к точке, находящейся от центра Солнца на расстоянии $R/2$, в качестве массы возьмем половину массы Солнца. Тогда

$$\frac{P_c}{R} = \frac{GM \cdot 4\rho}{2R^2} \quad \text{или} \quad P_c = \frac{2GM}{R} \bar{\rho},$$

где $\bar{\rho} = 1,4 \text{ г/см}^3$ – средняя плотность Солнца. Подставив все численные значения, получим $P_c = 6 \cdot 10^9$ атмосфер.

Если учтем, что основная часть солнечного вещества состоит из водорода и гелия, то, считая, что число электронов равно числу ионов (ими являются протоны), имеем средний молекулярный вес $\mu = 1/2$. Полагая, что для большей части Солнца справедливо уравнение состояния идеального газа, запишем давление как $P = R_o T \rho / \mu$, откуда $T = \mu P / R_o \rho$.

Сделав численную оценку для температуры в точке, находящейся от центра на расстоянии $R/2$, получим $T \approx 2 \cdot 10^7 \text{ К}$.

Уравнение энергетического равновесия. Мы рассмотрели гравитационное равновесие звезды под действием двух сил: тяготения и газового давления; и получили уравнение гравитационного равновесия (уравнение Пуассона), являющееся одним из основных уравнений теории внутреннего строения звезды. Получим второе основное уравнение этой теории – уравнение энергетического равновесия звезды. Оно должно выражать собою то условие, что количество энергии, вырабатываемое в каком-либо элементарном объёме звезды, равно количеству энергии, которое из этого объёма выходит.

Пусть ε – количество энергии, вырабатываемое за секунду одним граммом звёздного вещества, L_r – количество энергии, вырабатываемое внутри сферы радиуса r . Мы имеем

$$L_r = 4 \cdot \pi \int_0^r \varepsilon \cdot \rho \cdot r^2 \cdot dr,$$

или

$$\frac{dL_r}{dr} = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \rho \cdot \varepsilon. \quad (2.3)$$

Источники энергии излучения звёзд. В поисках источников звёздной энергии имеет смысл рассматривать энергию гравитационного сжатия и тепловую. Обозначим гравитационную энергию через $E_{гр}$. Эта величина отрицательна и численно равна работе, которую надо затратить, чтобы удалить все слои звезды на бесконечность

$$E_{гр} = -G \int \frac{M_r}{r} dM_r,$$

где интегрирование распространяется на всю звезду, а

$$dM_r = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \rho \cdot dr.$$

Гравитационная энергия подсчитывается так, как будто бы звезду собирали по частям: работа, производимая над элементом объёма, вычисляется по отношению к оставшейся массе, т. е. к массе заключённой внутри сферы радиусом r .

Численное интегрирование показывает, что сжатие звезды в данной стадии Кельвина–Гельмгольца, когда звезда непрозрачна для излучения, является гомологическим, т. е. при уменьшении радиуса звезды распределение её массы не изменяется. Таким образом, если звезда сжимается, проходя через ряд равновесных конфигураций, то, очевидно, что половина энергии должна переходить во внутреннюю энергию, а половина – в излучение. Для звезды, находящейся в состоянии равновесия, применима теорема о вириале:

$$2 \cdot E_{г} + E_{гр} = 0.$$

Так как внутренняя энергия должна возрасти, а распределение массы не изменяться, то должна увеличиваться температура звезды. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока температура в центре звезды не достигнет 10^7 К, при которой ядерные реакции становятся достаточно эффективным энергетическим источником излучения звезды.

Оценим гравитационную энергию Солнца. Усреднив по массе и подставив численные значения для массы Солнца $2 \cdot 10^{30}$ кг, а для радиуса $7 \cdot 10^8$ м, имеем $E_{гр} \approx 4 \cdot 10^{41}$ Дж. При наблюдаемой мощности излучения $L \approx 4 \cdot 10^{26}$ Дж/с запаса гравитационной энергии хватит на 10^{15} с или 30 млн. лет. Геологические данные с большой точностью позволяют утверждать, что возраст Солнца оценивается несколькими миллиардами лет. Отсюда следует, что гравитационная энергия не может обеспечить излучение Солнца.

Рассмотрим тепловую энергию Солнца, которая определяется как

$$E_T = \int \left(\frac{3}{2} \cdot \frac{R_0}{\mu} \cdot T_r \right) \cdot 4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot r^2 \cdot dr,$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная, μ – средний молекулярный вес. Оценка тепловой энергии для температуры в центре Солнца 10^7 К и среднего молекулярного веса $1/2$ даёт значение $E_m \approx 5 \cdot 10^{41}$ Дж, т. е. тепловая энергия также не может обеспечить излучение Солнца.

Рассмотрим третий вид энергии – ядерную энергию. Допустим, что при некоторой реакции образуется ядро, масса которого на ΔM меньше суммы масс ядер, вступающих в реакцию. Тогда на основании принципа Эйнштейна, утверждающего эквивалентность массы и энергии, при такой реакции выделяется энергия

$$\Delta E = c^2 \cdot \Delta M,$$

где c – скорость света.

Основную роль в выделении энергии внутри звезды играют ядерные реакции, преобразующие водород в гелий. Как известно, атомный вес водорода $\approx 1,008$, а гелия – $4,003$ (в кислородных единицах). Поэтому при образовании из четырёх атомов водорода одного атома гелия выделяется энергия, соответствующая приблизительно 0,7 % массы. Следовательно, звезда, состоящая первоначально из водорода, должна при превращении водорода в гелий выделить энергию, равную

$$\Delta E = 0,007c^2 \cdot M,$$

где M – масса звезды. В частности, для Солнца получим $\Delta E \approx 10^{45}$ Дж. Эта энергия может обеспечить излучение Солнца при текущей его светимости в течение 10^{11} лет, т. е. достаточно долго с точки зрения современных представлений о сроках существования звезд в Галактике.

Применение ядерной физики к условиям, свойственным внутренним слоям Солнца, показывает, что в поисках звёздной энергии имеет смысл рассматривать два цикла ядерных реакций, протон-протонный и углеродно-азотный, возможных при температурах $\sim 10^7$ К и давлениях $\sim 10^{10}$ атм. Сущность реакций состоит в том, что через ряд промежуточных этапов четыре ядра водорода объединяются в одно ядро гелия, причём избыточная масса выделяется в виде энергии излучения.

§ 5. Процессы переноса излучения внутри звезды

Характеристики поля излучения: интенсивность, поток, плотность. Уравнение переноса излучения для сферически-симметричной модели. Лучистое равновесие внутри звезды (решение уравнения переноса). Звезда как саморегулирующаяся система. Конвективный перенос энергии; критерий Шварцшильда. Уравнение конвективного переноса энергии

Характеристики поля излучения: интенсивность, поток, плотность. Основным механизмом переноса тепла для большинства звезд является лучистый перенос. Частицами, переносящими энергию, в этом случае, являются кванты: они двигаются со скоростью света и потому более эффективно переносят

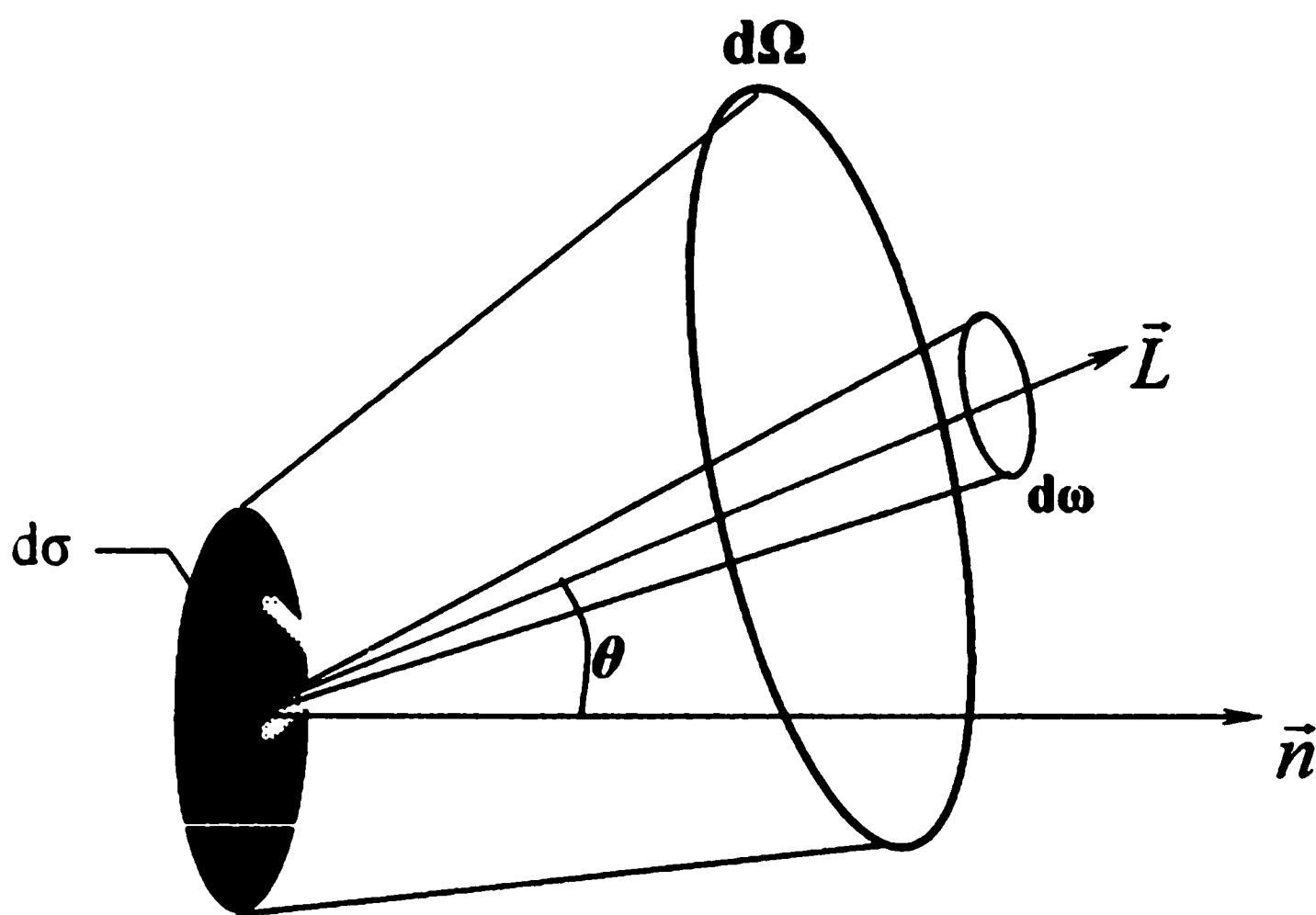


Рис. 2.2. К определению удельной интенсивности

энергию, чем частицы вещества. Таким образом, поток лучистой энергии у большинства звезд оказывается больше, чем поток энергии, переносимой частицами вещества. Из частиц вещества, при равенстве энергий, легкие электроны движутся значительно быстрее ядер, поэтому на втором месте после лучистого переноса стоит электронная теплопроводность. Ядерная теплопроводность пренебрежимо мала. В недрах звезды поле радиации приблизительно изотропно, поэтому математическое описание проблемы лучистого переноса не затруднено. Для вывода уравнения переноса введем некоторые характеристики поля излучения. Рассмотрим полость (рис. 2.2), пронизываемую во всех направлениях излучением. В этой полости выберем произвольно ориентированную малую площадку $d\sigma$ и восстановим к ней нормаль n . Под углом θ к нормали проведем прямую L , которую примем за ось элементарного конуса $d\omega$. Если через каждую точку границы площадки $d\sigma$ провес-

энергию, чем частицы вещества. Таким образом, поток лучистой энергии у большинства звезд оказывается больше, чем поток энергии, переносимой частицами вещества. Из частиц вещества, при равенстве энергий, легкие электроны движутся значительно быстрее ядер, поэтому на втором месте после лучистого переноса стоит электронная те-

ти линию, параллельную ближайшей образующей конуса $d\omega$, то будет построен усеченный полубесконечный конус $d\Omega$, подобный конусу $d\omega$. Площадь его сечения, перпендикулярного к L , будет равна $d\sigma \cdot \cos\theta$.

Пусть dE_ν – количество энергии, проходящее за время dt внутри конуса $d\Omega$ через площадку $d\sigma$, отнесенное к интервалу частот, заключенному между ν и $d\nu$, равно:

$$I_\nu = \lim_{d\sigma, dt, d\nu, d\omega \rightarrow 0} \frac{dE_\nu}{d\sigma \cdot \cos\theta \cdot dt \cdot d\omega \cdot d\nu},$$

где I_ν – *интенсивность излучения*, т. е. количество лучистой энергии E_ν (поток энергии фотонов, движущихся в направлении $d\omega$), падающей в единичном интервале частот, в единичном телесном угле $d\omega$, за единицу времени, на единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению излучения. I_ν есть функция координат точки, зависит от направления L , времени и от частоты. Появление в выражении $\cos\theta$ объясняется тем, что рассматривается излучение, идущее не в направлении нормали n , а в направлении L ; и тогда количество энергии, проходящей внутри телесного угла $d\Omega$ определяется не самой площадкой $d\sigma$, а ее проекцией на плоскость, перпендикулярную к направлению L .

$$dE_\nu = I_\nu \cdot d\sigma \cdot \cos\theta \cdot dt \cdot d\omega \cdot d\nu.$$

По заданной интенсивности I_ν можно определить и другие величины, характеризующие поле излучения. Одной из них является *поток излучения* H_ν . Это количество лучистой энергии, протекающей во всех направлениях через единичную площадку в единичном интервале частот в единицу времени:

$$H_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cdot \cos\theta \cdot d\omega.$$

Полный (интегральный) поток найдем, проинтегрировав H_ν по всем частотам:

$$H = \int_0^\infty H_\nu \cdot d\nu = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu \cdot \cos\theta \cdot d\omega \cdot d\nu.$$

Он имеет размерность энергии, рассчитанной на единицу площади за единицу времени и является функцией координат и ориентации площадки в пространстве. Отметим одно из главных различий между потоком и интенсивностью: в «пустом» пространстве (т. е. при отсутствии в нем поглощения и излучения лучистой энергии) интенсивность луча вдоль пути его распро-

странения остается постоянной. Например, на внешней границе нашей земной атмосферы излучение от Солнца имеет ту же интенсивность, что и непосредственно на его поверхности (поглощением в межзвездном пространстве можно пренебречь). Поток же солнечного излучения при удалении от Солнца (звезды) убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от их центра.

Через интенсивность можно выразить такую характеристику поля излучения, как его плотность ρ_ν . Пусть dE_ν – количество лучистой энергии, падающей перпендикулярно на площадку $d\sigma$ в интервале частот $d\nu$, за время dt , внутри малого телесного угла $\Delta\omega$. Эта энергия займет объем $d\sigma \cdot c \cdot dt$, где c – скорость света. Тогда плотность излучения, как количество лучистой энергии в единичном объеме равно $I_\nu \cdot d\nu \cdot \Delta\omega / c$. С другой стороны, та же величина по определению равна $\rho_\nu \cdot d\nu$. Следовательно, в рассматриваемом случае

$$\rho_\nu = \frac{I_\nu \cdot \Delta\omega}{c}.$$

В общем случае, когда на данный объем падает излучение со всех сторон, *плотность излучения* равна

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\nu \cdot d\omega = \frac{4\pi}{c} I_\nu.$$

Уравнение переноса излучения для сферически-симметричной модели. Получим соотношение между потоком излучения и градиентом температуры. Для этого представим поле излучения с помощью функции $I(r, \theta)$, которую определим как интенсивность излучения в единичном телесном угле на расстоянии r от центра звезды и под углом θ к радиусу. Выберем цилиндр длиной dl , с поперечным сечением dS , нижнее основание которого находится на расстоянии r от центра звезды (рис. 2.3). Ось цилиндра ориентирована под углом θ к радиусу звезды. Рассмотрим количество энергии, приобретаемой и теряемой цилиндром.

Через нижнее основание в цилиндр входит количество энергии

$$I(r, \theta) dS d\omega.$$

Энергия, входящая через верхнее основание цилиндра равна

$$-I(r+dr, \theta+d\theta) dS d\omega.$$

В последнем значении бесконечно малое приращение первого аргумента связано с тем, что верхнее основание цилиндра находится дальше от центра звезды, чем нижнее. Приращение второго аргумента объясняется кривизной слоев, обусловленной сферической симметрией звезды. Следовательно, для верхнего и нижнего оснований будут различными углы между осью цилиндра и радиусом.

Поглощение излучения вдоль оси цилиндра составит

$$- I \cdot \chi \cdot \rho \cdot dl \cdot dS \cdot d\omega,$$

где χ – коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г вещества, определяемый так, что

$$\chi \cdot \rho \cdot dl$$

– это часть излучения, поглощенная на пути dl .

Следует учесть излучение самого цилиндра (генерацию излучения во всех направлениях). Пусть j – полная энергия, которую во всех направлениях излучает 1 г звездного вещества за 1 с. Тогда

$$j / 4\pi$$

– энергия, излучаемая в единице телесного угла, а эмиссия всего цилиндра внутри телесного угла $d\omega$ будет

$$j \cdot d\omega \cdot dl \cdot dS \cdot \rho / 4\pi.$$

Применяя условие теплового равновесия (энергетического баланса) к полю излучения, необходимо потребовать, чтобы энергия, теряемая цилиндром, компенсировалась входящим в него излучением, т. е. сумма полученных выше значений должна равняться нулю:

$$I(r, \theta) dS d\omega - I(r + dr, \theta + d\theta) dS d\omega - I \cdot \chi \cdot \rho \cdot dl \cdot dS \cdot d\omega + j \cdot d\omega \cdot dl \cdot dS \cdot \rho / 4\pi = 0.$$

Сократим все члены уравнения на $dS \cdot d\omega$, а второй – разложим в ряд Тейлора, при этом для малого объема можно ограничиться первыми составляющими из ряда Тейлора. Тогда имеем

$$I(r, \theta) - I(r, \theta) - \frac{\partial I}{\partial r} dr - \frac{\partial I}{\partial \theta} d\theta - I \cdot \chi \cdot \rho \cdot dl + j \cdot \rho \cdot dl / 4\pi = 0.$$

Преобразуем выражение, т. е. все составляющие разделим почленно на dl :

$$-\frac{\partial I}{\partial r} \frac{dr}{dl} - \frac{\partial I}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dl} - I\chi\rho + \frac{1}{4\pi} \cdot j\rho = 0.$$

Освободимся от всех промежуточных характеристик, которые связаны с цилиндром, т. е. dl , dr . Из рис. 2.4 видно, что $dr = dl \cdot \cos\theta$, или $dr/dl = \cos\theta$. Отрезок $AB \approx DC$ из-за малости dr и $d\theta$, т. е. $\sin\theta \cdot dl \approx -rd\theta$ или $d\theta/dl \approx -\sin\theta/r$, и уравнение перепишем, как

$$\frac{dI}{dr} \cos\theta - \frac{dI}{d\theta} \frac{\sin\theta}{r} + I\chi\rho - \frac{1}{4\pi} j\rho = 0. \quad (2.4)$$

Мы получили уравнение для сферически-симметричной модели, которое выполняется в любой точке внутри звезды и учитывает, соответственно, изменение интенсивности с глубиной; кривизну слоев; поглощение среды и генерацию излучения.

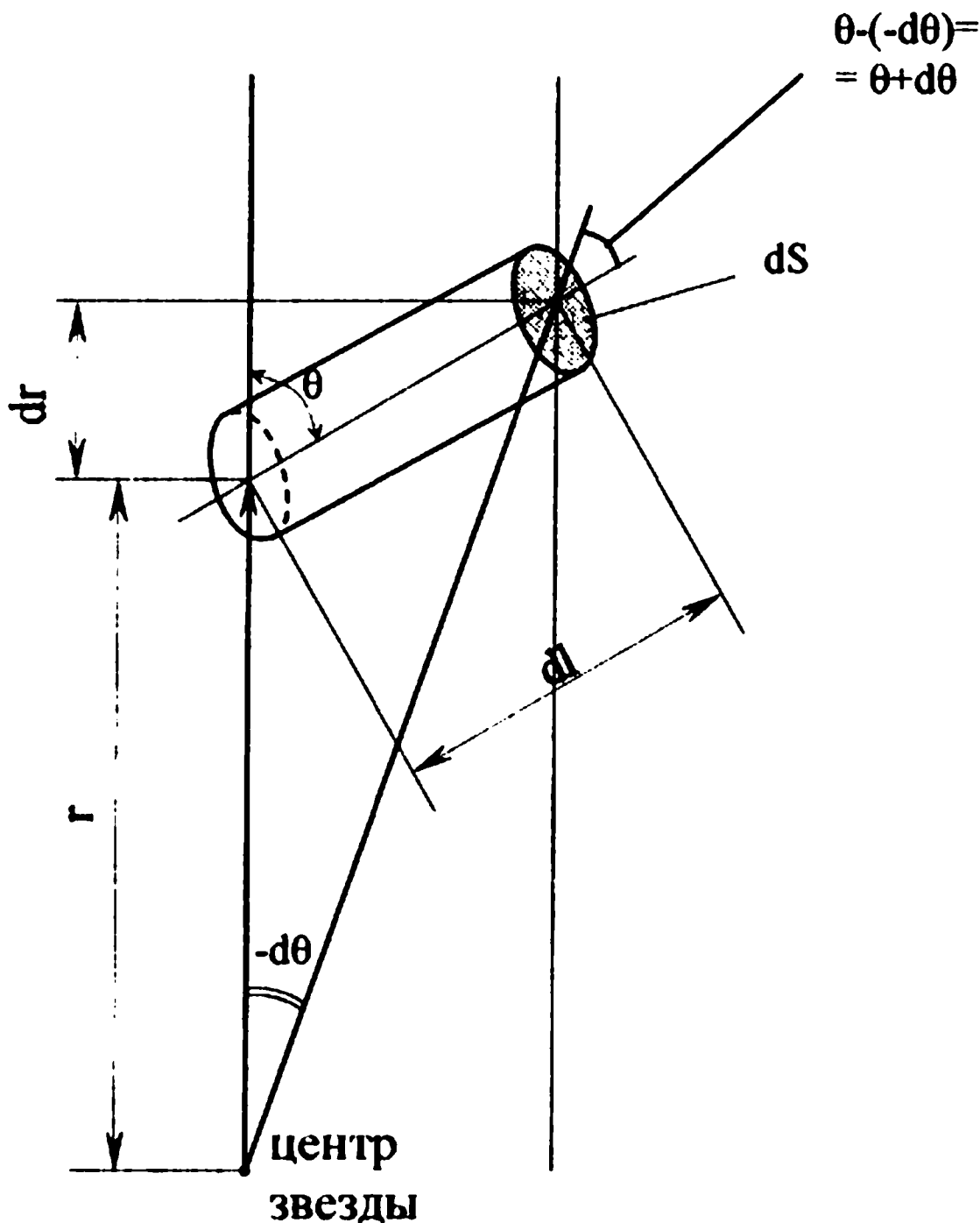


Рис. 2.3. К выводу уравнения переноса излучения

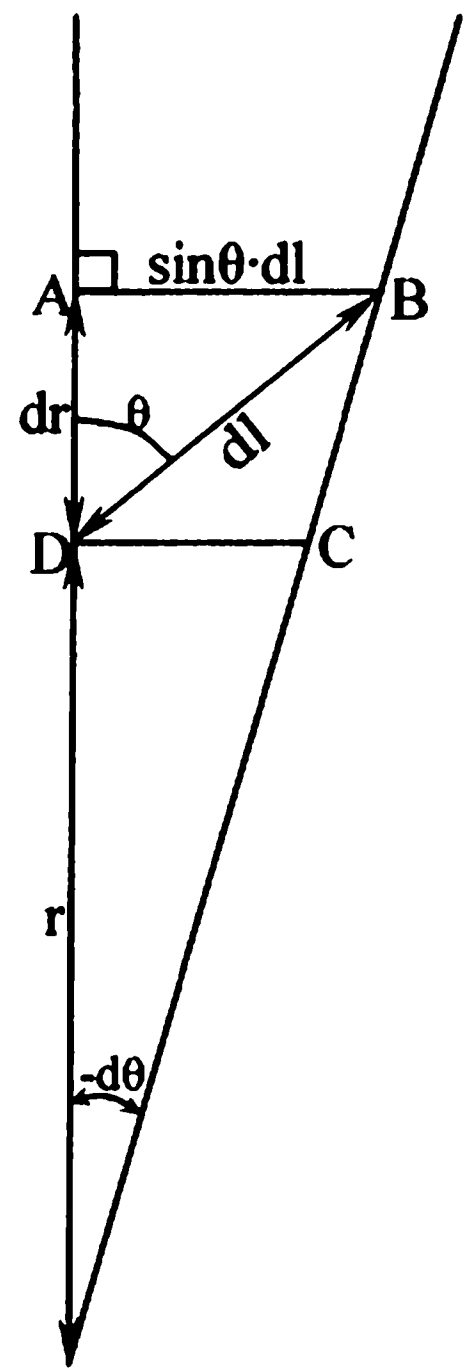


Рис. 2.4. Геометрические переменные, определяющие интенсивность

Лучистое равновесие внутри звезды (решение уравнения переноса). Дифференциальные уравнения (2.1–2.3) дают возможность найти изменения физических свойств звездного вещества вдоль радиуса: градиент давления определяется урав-

нением (2.1), изменение массы с радиусом – соотношением (2.2), а зависимость светимости от r имеет вид (2.3).

Изменение температуры вдоль радиуса можно найти одним из двух возможных способов в зависимости от того, чем определяется в основном перенос энергии наружу – излучением или конвекцией. Переносом энергии путём теплопроводности в недрах большинства звезд можно пренебречь, однако он должен играть главную роль в звёздах с очень высокой плотностью.

Когда преобладает лучистый перенос энергии, для определения градиента температуры необходимо решить уравнение переноса излучения (2.4). Для недр звезды решение это значительно упрощается в связи с тем, что такое излучение почти изотропно. Вместо того чтобы пользоваться функцией I , представляющей распределение излучения по всем направлениям, рассмотрим три первых её момента:

$$\text{плотность энергии излучения } E = \frac{1}{c} \int I \cos^0 \theta d\omega,$$

$$\text{поток излучения } H = \int I \cos \theta d\omega,$$

$$\text{лучистое давление } P = \frac{1}{c} \int I \cos^2 \theta d\omega.$$

Для первых двух моментов можно получить дифференциальные уравнения, образуя их из основного уравнения переноса (2.4), умножая его на соответствующие степени $\cos \theta$ и интегрируя по всем направлениям. Умножив (2.4) на $\cos^0 \theta$ и решив его, получим дифференциальное уравнение для потока излучения:

$$\frac{dH}{dr} + \frac{2}{r} H + c\chi\rho E - j\rho = 0. \quad (2.5)$$

Умножая (2.4) на $\cos \theta$ и интегрируя, получим дифференциальное уравнение для давления излучения:

$$\frac{dP}{dr} + \frac{1}{r} (3P - E) + \frac{\chi\rho}{c} H = 0. \quad (2.6)$$

Имеем для трёх функций E , H и P только два уравнения. Недостающее третье уравнение нельзя получить, образуя следующий момент более высокого порядка, так как в этом случае появится четвёртая функция, равная моменту четвёртого порядка. Подобная трудность почти всегда встречается в этом методе, при сведении дифференциального уравнения в частных производных,

подобного уравнению (2.4) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, подобных (2.5–2.6). Тогда недостающее, третье, уравнение можно найти, получив зависимость между тремя рассматриваемыми моментами.

В недрах звезды средняя длина свободного пробега фотона невелика: излучение очень сильно взаимодействует с веществом. Это доказывает, что поле излучения близко к изотропному, а состояние вещества близко к термодинамическому равновесию. Для изотропного излучения давление излучения пропорционально интенсивности (плотности излучения), а для термодинамического равновесия интенсивность определяется законом Планка, т. е. давление излучения при термодинамическом равновесии:

$$P = \frac{1}{3} E = \frac{1}{3} aT^4, \quad (2.7)$$

где $a = 4\sigma/c$; σ – постоянная Стефана–Больцмана, c – скорость света.

Уравнение (2.7) является искомым дополнительным соотношением, которое вместе с (2.5 – 2.6) образует систему трёх уравнений для трёх моментов. Решение её даёт

$$L = -4\pi r^2 \frac{4\sigma c T^3}{3\chi\rho} \frac{dT}{dr},$$

или

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{стр} = -\frac{3\chi\rho}{4\sigma c T^3} \frac{L}{4\pi r^2} = \frac{1}{\lambda} \frac{L}{4\pi r^2}. \quad (2.8)$$

Уравнение (2.8) показывает, что величина полного потока излучения является функцией градиента температуры и непрозрачности среды.

Звезда как саморегулирующаяся система. Из уравнения (2.8) следует, что не скорость ядерных процессов определяет светимость звезды. Это имеет следующий физический смысл. Давление должно уравновешивать силу тяжести в соответствии с условием гидростатического равновесия (2.1). Если давление внутри звезды достаточно велико для этого, то в силу уравнения состояния $P = R\rho T/\mu$, температура должна быть достаточно высокой. Градиент температуры, изменяющийся от высоких значений – внутри звезды, до низких – на ее поверхности, даёт общий поток излучения в соответствии с уравнением (2.7). Величина

потока определяется вне зависимости от того, компенсируется ли излучение выделением ядерной энергии в недрах или нет. Если количество выделяющейся ядерной энергии меньше того, что идёт на излучение с поверхности, то в целом звезда теряет энергию. Эта потеря может восполниться лишь за счёт гравитационной энергии, выделяющейся в результате сжатия. Согласно теореме о вириале $2E_T + E_{ГР} = 0$, лишь половина последней излучается с поверхности, вторая половина автоматически используется на увеличение тепловой энергии. Поэтому во время сжатия температура в недрах звезды повышается, вследствие чего увеличивается интенсивность выделения ядерной энергии. Сжатие происходит до тех пор, пока общее количество освобождённой ядерной энергии не станет равно энергии, идущей на излучение с поверхности, т. е. не уравнивается с яркостью звезды. Звезда способна регулировать источники своей ядерной энергии и потери на излучение, приводя их в соответствие друг с другом. Равновесие осуществляется не за счет изменения яркости звезды, а скорее приспособлением источников ядерной энергии путём соответствующего сжатия или расширения звезды. Существуют особые случаи, когда звезда не способна при помощи сжатия или расширения уравновесить выделение ядерной энергии потерями на излучение. Это наступает в том случае, если плотность в недрах настолько возрастает, что уравнение состояния идеального газа становится неприменимым.

Мы получили основное соотношение между потоком энергии и градиентом температуры для случая, когда перенос энергии осуществляется излучением. Рассмотрим перенос энергии, обусловленный конвекцией.

Конвективный перенос энергии; критерий Шварцшильда. Конвекция – это движение жидкости или газа в поле тяжести под влиянием потока теплоты, идущего снизу.

В некоторых областях внутри звезды энергия переносится не только излучением, но также и конвекцией. Исследуем, прежде всего, конвективную устойчивость, с тем, чтобы выяснить, в каких условиях наступает конвекция. Рассмотрим возмущение, в результате которого некоторый объём солнечного вещества перемещается по направлению к внешним слоям на расстояние δr . Изменение температуры T в переместившемся объёме равняется

произведению расстояния δr на градиент температуры $(dT/dr)_{ад}$, называемый адиабатическим, поскольку при таком градиенте переместившийся объём не теряет энергию и не приобретает её.

На том месте, куда переместился рассматриваемый объём, температура окружающего вещества уже иная, нежели на прежнем, разность равняется $\delta r (dT/dr)_{стр}$, где $(dT/dr)_{стр}$ – это реальный или структурный градиент температуры. Если

$$\left| (dT/dr) \right|_{стр} > \left| (dT/dr) \right|_{ад}, \quad (2.9)$$

то переместившийся объём будет горячее окружающей среды. Так как его давление должно быть в равновесии с давлением среды, то возникает неравенство ρ (объёма) $<$ ρ (среды), и он будет всплывать. Таким образом, рассмотренная ситуация неустойчива. Если при тех же обстоятельствах некоторый объём начнёт двигаться вниз, то он будет погружаться всё глубже и глубже, т. е. опять будет иметь место неустойчивость. Условие возникновения конвекции (2.9) часто называют критерием конвективной неустойчивости по Шварцшильду. Отметим, что обратное неравенство благоприятствует устойчивости: при его выполнении сдвинувшийся вверх объём будет тяжелее окружающего вещества и не может двигаться далее вверх.

Уравнение конвективного переноса энергии. Поскольку звезда находится в состоянии равновесия, мы можем использовать уравнение (2.1), записав его в виде

$$dP = -g \rho dr. \quad (2.10)$$

Далее, уравнение состояния, подходящее для внутренних слоёв звезды, – это уравнение состояния идеального газа:

$$P = \frac{k\rho T}{\mu m_H} = NkT, \quad \text{откуда } \rho = \frac{P\mu m_H}{kT}, \quad (2.11)$$

где k – постоянная Больцмана, m_H – масса атома водорода, N – концентрация частиц, а μ – средний молекулярный вес. Применение уравнения состояния идеального газа при плотностях, существующих в недрах звёзд, допустимо потому, что почти все находящиеся там частицы представляют собой обнажённые атомные ядра, для которых поправки к уравнению идеального газа незначительны. Приняв уравнение состояния (2.11), мы тем самым ввели предположение, что давлением излучения можно пренебречь. Для звезд, типа Солнца, это – хорошее приближение,

и оно уже было использовано неявно в уравнении гидростатического равновесия. Из уравнений (2.10) и (2.11) получаем

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{gP\mu m_H}{kT}. \quad (2.12)$$

Умножив (2.12) на dT/dP , будем иметь

$$-\frac{dT}{dr} = \frac{g\mu m_H}{k} \frac{P}{T} \frac{dT}{dP}. \quad (2.13)$$

Введём в правую часть (2.13) dr/dr , получим

$$-\frac{dT}{dr} = \frac{g\mu m_H}{k} \frac{d \ln T}{d \ln P}. \quad (2.13')$$

Таким образом, критерий Шварцшильда можно переписать в виде

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{\text{стр}} > \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{\text{ад}}. \quad (2.14)$$

Конвекция всегда уменьшает структурный градиент температуры и стремится приблизить его к адиабатическому значению. Этот процесс очень эффективен в недрах звёзд. Там разность между структурным и адиабатическим градиентами настолько мала, что для слоёв, находящихся в конвективном равновесии, последний может служить хорошим приближением. Уравнение адиабаты $P = \text{const} \cdot \rho^\gamma$ может быть написано в виде

$$\rho = \text{const} P^{1/\gamma}, \quad (2.15)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоёмкостей. Отметим, что для высокоионизованного газа $\gamma = 5/3$. Плотность ρ можно исключить при помощи уравнения (2.11), т. е.

$$\frac{P\mu m_H}{kT} = \text{const} P^{1/\gamma}. \quad (2.11')$$

Перенесём в (2.11') давление P в правую часть, а постоянные величины в левой обозначим c' :

$$\frac{c'}{T} = c \cdot P^{(1/\gamma - 1)}. \quad (2.16)$$

Выполнив логарифмическое дифференцирование (16), имеем

$$d(\ln c') - d(\ln T) = d(\ln c) + \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) d \ln P$$

или
$$-\frac{d(\ln T)}{d(\ln P)} = \left(\frac{1}{\gamma} - 1\right). \quad (2.17)$$

Выразим из (2.13') $d(\ln T)/d(\ln P)$ и, сравнив с (2.17), получим

$$-\frac{dT}{dr} \frac{k}{g\mu m_H} = -\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right). \quad (2.18)$$

Исключим все постоянные величины в левой части (2.18) с помощью уравнения (2.12), из которого

$$\frac{g\mu m_H}{k} = -\frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \quad (2.19)$$

и, подставив (2.19) в (2.18), находим

$$\frac{dT}{dr} \frac{dr}{dP} \frac{P}{T} = -\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right)$$

или

$$\left[\frac{dT}{dr}\right]_{ad} = \frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right). \quad (2.20)$$

Полученное соотношение аналогично уравнению (2.8) для случая лучистого переноса энергии. При построении модели внутренних слоёв звезды необходимо применять критерий устойчивости (2.14) к каждой точке, чтобы выяснить, каким уравнением следует пользоваться: (2.8) или (2.20).

Конвекция является преобладающим способом переноса энергии тогда, когда температура в поднимающемся элементе газа убывает медленнее, чем в окружающей среде, вследствие чего поднимающийся элемент оказывается менее плотным и приобретает плавучесть. Он несёт своё избыточное тепло вверх и передаёт его окружающей среде не посредством излучения, а рассасываясь и разрушаясь, т. е. путём непосредственного перемешивания.

§ 6. Уравнения внутреннего строения звезд

Система основных дифференциальных уравнений.

Давление и средний молекулярный вес. Генерация энергии.

Непрозрачность вещества. Граничные условия.

Теорема Фогта–Рессела

Система основных дифференциальных уравнений. Основные уравнения теории внутреннего строения звёзд можно записать в виде следующей системы уравнений:

1) уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho}{r^2}$$

2) уравнение распределения массы

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho$$

3) уравнение баланса энергии

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon$$

4) уравнение переноса энергии

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{луч}} = -\frac{1}{\lambda} \frac{L(r)}{4\pi r^2}$$

или

$$\left[\frac{dT}{dr} \right]_{\text{конв}} = \frac{dP}{dr} \frac{T}{P} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right).$$

Чтобы описание законов, управляющих физической природой звездных недр, стало законченным, необходимо определить давление P , скорость генерации энергии единицей массы ε и коэффициент поглощения χ . Эти три величины зависят только от локальных значений плотности, температуры и химического состава.

Давление и средний молекулярный вес. Давление P , входящее в уравнение гидростатического равновесия, является суммой газового и лучистого давлений. Посредством уравнения состояния идеального газа и закона Стефана–Больцмана давление P можно выразить через температуру T , плотность ρ и средний молекулярный вес μ

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T + \frac{a}{3} T^4,$$

где k – постоянная Больцмана; μ – средний молекулярный вес (средняя масса одной частицы), выраженный в единицах массы атома водорода; $a = 4\sigma/c$, где σ – постоянная Стефана – Больцмана, c – скорость света.

Чтобы понять, почему давление зависит от химического состава, рассмотрим на примере Солнца факторы, определяющие средний молекулярный вес μ звезды.

Существуют две причины, вследствие которых средний молекулярный вес μ солнечного вещества изменяется с радиусом. Химический состав солнечного ядра отличается от состава остального Солнца из-за ядерных превращений, происходивших в течение последних $4,5 \cdot 10^9$ лет. Кроме того, вследствие изменения плотности и температуры степень ионизации каждого химического элемента также зависит от радиуса. Если в газе, состоявшем первоначально из нейтральных частиц, отделить по одному электрону от каждого атома, то μ уменьшится в 2 раза, потому что частиц станет вдвое больше, а масса газа не изменится. В Солнце степень ионизации каждого химического элемента меняется очень значительно, особенно вблизи поверхностных слоев.

Для состояния термодинамического равновесия степень ионизации определяется формулой Саха. После того как вычислена степень ионизации каждого элемента, можно определить с достаточной точностью средний молекулярный вес μ . Для газа, состоящего только из полностью ионизированного водорода, в котором на каждый протон приходится две частицы, $\mu_x = 1/2$. Для полностью ионизированного гелия $\mu_y = 4/3$. В газе, содержащем более тяжёлые элементы с зарядом ядра z , полная ионизация каждого атома создаёт $z + 1$ частицу. Для тяжёлых элементов можно считать с достаточной степенью точности, что их атомные веса вдвое больше зарядов, т. е. равняются $2z$, и что z намного больше 1. Следовательно, в условиях полной ионизации $\mu_z = 2$. Выраженный через x , y , z (доли массы, состоящие из водорода, гелия и тяжёлых элементов соответственно) средний молекулярный вес в состоянии полной ионизации равен

$$\mu = \frac{1}{2x + \frac{3}{4}y + \frac{1}{2}z}.$$

Внутри Солнца средний молекулярный вес μ повсюду очень близок к 0,6 за исключением самых поверхностных слоёв, где водород и гелий ионизованы не полностью, и центральной области, где химический состав изменён ядерными реакциями. Узость интервала, в котором заключено μ , объясняется тем, что доля тяжёлых элементов z очень мала. По этой причине даже при значительных изменениях степени ионизации тяжёлых элемен-

тов их совместный вклад не может сильно изменить общего числа частиц.

Генерация энергии. Вторая, определяемая локальными условиями величина, которую необходимо рассмотреть, – это скорость генерации энергии ε , освобождаемой в реакциях ядерного синтеза. Для определения количества энергии, вырабатываемой одним граммом вещества за одну секунду (эта величина обозначена выше через ε), необходимо знать эффективные поперечные сечения для рассматриваемых реакций. Эти сечения были определены теоретически и экспериментально. Окончательно было получено, что для протон-протонного цикла для интервала температур от $3 \cdot 10^6$ до $2 \cdot 10^7$ градусов имеем

$$\varepsilon = 9 \cdot 10^{-30} \rho X^2 T^4.$$

Для углеродного цикла при температурах, близких к $2 \cdot 10^7$ градусов, получено

$$\varepsilon = 3 \cdot 10^{-150} \rho X X_{CN} T^{21}.$$

Здесь ρ – плотность вещества, T – температура, X – весовая доля водорода, X_{CN} – весовая доля углерода и азота. Выражения подобного типа применяются при приближённых расчётах.

Из приведённых формул видно, что величина ε для углеродного цикла растёт с температурой быстрее, чем для протон-протонной реакции. При температурах около 15–20 млн. градусов обе формулы для ε дают приблизительно одинаковые результаты. При меньших температурах основную роль в генерации энергии играет протон-протонная реакция, при больших – углеродный цикл.

Кроме рассмотренных реакций, при которых водород превращается в гелий, внутри звезды могут идти и другие реакции. При температурах $\approx 10^8$ K наибольшее значение имеют реакции, преобразующие гелий в более тяжёлые элементы. На рис. 2.5 показано, как зависит от температуры T количество энергии E , выделяющейся в результате протон-протонной реакции, углеродного и гелиевого циклов и отмечены условия, соответствующие центру Солнца и двух звезд главной последовательности – спектральных классов $B0$ и $M0$.

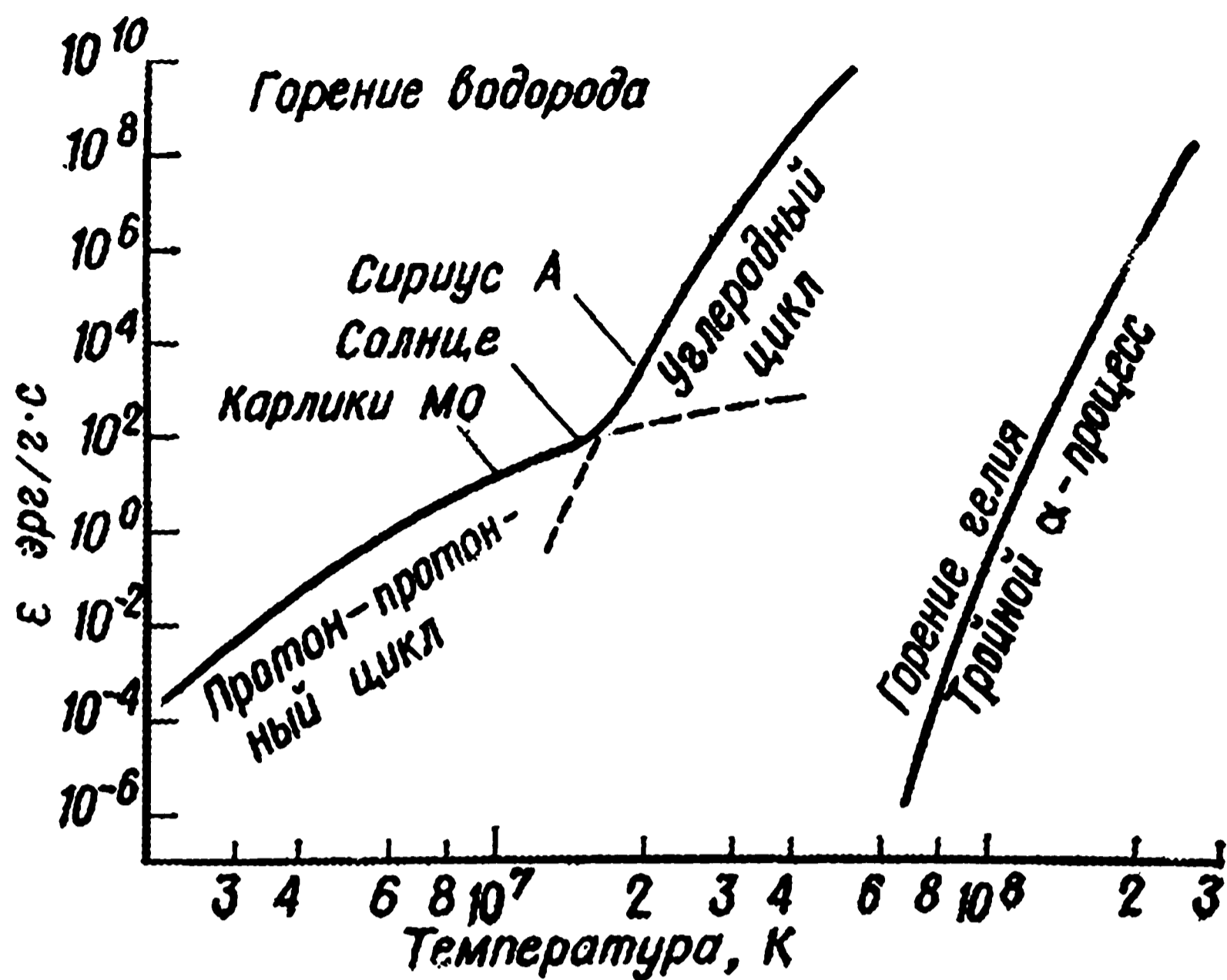


Рис. 2.5. Зависимость энергии ядерных реакций от температуры

Непрозрачность звездного вещества. Для завершения задачи теоретического построения модели звезды, необходимо рассмотреть непрозрачность звездного вещества, характеризуемую коэффициентом поглощения χ . Непрозрачность препятствует выходу лучистой энергии из звезды. Непрозрачность вещества обусловлена многочисленными атомными процессами для большого количества химических элементов, находящихся в различных стадиях ионизации. Способность звездного вещества задерживать поток лучистой энергии определяют в основном следующие четыре процесса, происходящие одновременно.

Связанно-связанные переходы: пролетающий фотон поглощается атомом (или ионом), испускающим затем, при возвращении в прежнее состояние, один или несколько фотонов с частотами, характерными для энергетических состояний (линий) данного атома (или иона).

Связанно-свободные переходы (фотоионизация): пролетающий фотон поглощается атомом (или ионом), в результате чего один из электронов последнего уходит из связанного состояния и становится свободным. Этот электрон, в конце концов, рекомбинирует с каким-нибудь ионом, причём излучается фотон или несколько фотонов с частотами, зависящими от энергии

электрона и энергетических уровней иона (в континууме или в линиях).

Свободно-свободные переходы: фотоны (или их часть) поглощаются свободными электронами, за счёт чего увеличивается их кинетическая энергия.

Рассеяние: направление движения фотона (но, как правило, не его энергия) изменяется в результате взаимодействия с электроном или ионом.

Первые три механизма зависят от частоты фотона, и при расчётах обусловленного ими поглощения обычно используется некоторым особым образом усреднённая частота, характерная для поля излучения при данной температуре. В ядре Солнца основной вклад в коэффициент поглощения χ вносят рассеяние на свободных электронах и свободно-свободные переходы главным образом ядер водорода и гелия. При приближении к конвективной зоне становятся преобладающими связанно-свободные переходы (преимущественно более тяжёлых элементов) и коэффициент поглощения χ возрастёт приблизительно в 20 раз по сравнению с его значением в центре. Из-за сложности расчётов функция $\chi(r)$ все ещё остаётся достаточно неопределённой, что в свою очередь вносит неопределённость в положение нижней границы конвективной зоны. Приближённое значение коэффициента поглощения для Солнца даёт формула Крамерса:

$$\chi \approx 4 \cdot 10^{25} Z(1 + X)\rho / T^{3,5},$$

где Z – доля тяжёлых элементов по массе, X – относительное содержание (по массе) водорода, ρ и T соответственно плотность и температура вещества.

Таким образом, приведённая выше система четырёх дифференциальных уравнений дополняется последующими уравнениями в явном виде и служит для определения четырёх неизвестных функций: $M(r)$, $L(r)$, $\rho(r)$, $T(r)$. Входящие в эту систему величины X и Y считаются заданными.

Граничные условия. Чтобы составить полное описание недр звезды, необходимо найти правильные граничные условия для приведённой системы уравнений. Очевидно, что при $r = 0$

$$M = 0, L = 0.$$

На поверхности Солнца температура $\approx 6 \cdot 10^3$ K, что составляет $\approx 10^{-3}$ от температуры в центре. Давление в солнечной ат-

мосфере по сравнению с давлением в недрах ещё меньше. Поэтому можно полностью пренебречь температурой и давлением на поверхности и принять при $r = R$

$$T = 0, P = 0.$$

Теперь система всех перечисленных выше уравнений при указанных граничных условиях и при заданных значениях X и Y полностью определяет структуру звезды. В результате решения этой системы находятся значения величин $M(r)$ и $L(r)$ при $r = R$, т. е. масса звезды и ее светимость.

Теорема Фогта–Рессела. Если давление P , непрозрачность χ и количество выделяемой энергии ε есть функции только от местных значений плотности ρ , температуры T и химического состава звезды, то ее структура однозначно определяется массой и химическим составом. Другими словами, у звезд одинакового химического состава, масса M однозначно определяет ее светимость L и радиус R .

Теорема Фогта–Рессела справедлива для звезд, находящихся в лучистом равновесии, а также и для тех, часть звездных недр которых находится в конвективном равновесии. Она указывает на единственность решения задачи внутреннего строения звезд. Единственность решения означает, что у звезды с известной массой и заданным химическим составом существует одно единственное состояние равновесия, полностью определяющее ее физическое состояние и строение. Например, для некоторой звезды имеем заданными массу и химический состав. Тогда заданными являются и те величины, которые можно получить из наблюдений, т. е. светимость и радиус звезды, и они выражаются через массу и химический состав. Существуют соотношения, связывающие все эти характеристики, и какой бы вид не имели эти соотношения, они – следствие того факта, что конфигурация звезды определяется единственным образом.

Проблема внутреннего строения звезды представляет задачу с заданными граничными условиям. Как получить действительное решение этой задачи для некоторой фазы эволюции данной звезды? Основные дифференциальные уравнения не имеют ни одного аналитического решения, представляющего физический интерес. Это связано с тем, что не могут быть заданы в точном аналитическом виде коэффициенты непрозрачности и коэф-

фициенты генерации энергии. Поэтому решение задачи внутреннего строения звезд рассчитано только на численное интегрирование. Можно начать интегрирование либо от центра звезды, либо от ее поверхности.

Если начать интегрировать от центра наружу, то решение плохо сходится с приближением к поверхности. Это вызвано, главным образом, наличием в знаменателе первого из уравнений переноса (2.8) температуры T^3 , которая уменьшается с приближением к поверхности, и решение быстро растет, т. е. становится неустойчивым. Расходимость означает, что ничтожно малое изменение решения в глубоких слоях вызывает очень большое изменение решения в оболочке. Поэтому интегрирование от центра наружу не доводится до самой поверхности.

С другой стороны, если начать интегрировать от поверхности внутрь, то сначала сходимость решений для оболочки, находящейся в лучистом равновесии, будет хорошей. Но с углублением к центру решение расходится, что вызвано наличием в знаменателе уравнения гравитационного равновесия (2.1) радиуса r , стремящегося к нулю вблизи центра. Таким образом, интегрирование внутрь от поверхности до самого центра также оказывается невозможным.

Учитывая перечисленные ограничения, выбирают промежуточную точку внутри звезды, и берется два решения, от поверхности и от центра, а в заданной точке эти решения «сшиваются». Для того чтобы согласовать результаты интегрирования наружу и внутрь, следует выбрать наиболее удобное значение радиуса и выполнить оба интегрирования до этой точки. Необходимо убедиться, что при переходе через эту точку стыка все физические величины, описываемые двумя решениями, меняются непрерывно. Таким образом, в точке стыка должно выполняться пять условий непрерывности: в некоторой точке равноотстоящей от поверхности и от центра $r_i = r_e$, $P_i = P_e$, $T_i = T_e$, $M_i = M_e$, $L_i = L_e$, где индексы i и e означают приближение к точке стыка изнутри и снаружи. Эта точка должна быть неособой, т. е. производные по радиусу должны совпадать, не иметь разрыва.

§ 7. Модели звезд

Строение звезд разных масс. Модель современного Солнца. Заключительные стадии эволюции звезд

Строение звезд разных масс. Имеющиеся методы расчета звездных моделей были применены к звездам разных типов. Прежде всего, представляют интерес модели звезд главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга–Рессела.

В верхней части главной последовательности находятся массивные звезды, плотность и давление которых в центре способствуют разогреву недр до температуры, необходимой для протекания углеродно-азотного цикла. Скорость протекания этой реакции сильно растет с ростом температуры, поэтому одного лучистого переноса для «отвода» выделяющегося при этой реакции большого количества энергии недостаточно. В центральных частях таких звезд перенос энергии осуществляется путем конвекции. В конвективном ядре звезды заключены все источники энергии и значительная доля ее массы.

В нижней части главной последовательности находятся карликовые звезды. Основным источником энергии этих звезд является протон-протонная реакция, мощность энерговыделения которой зависит от температуры слабее, чем при углеродно-азотном цикле. В этих звездах конвективного ядра нет, но имеется внешняя конвективная зона толщиной около трети радиуса.

Эволюция массивных звезд происходит быстрее, чем звезд с наименьшими массами. Поэтому массивные звезды быстро переходят в область гигантов. Расчеты, выполненные для красных гигантских звезд, показывают, что они устроены довольно сложно. Внутри звезды находится небольшое изотермическое ядро, в котором водород полностью выгорел, превратившись в гелий. Вместе с тем температура там еще недостаточно высока для «тройной» гелиевой реакции. Из-за отсутствия источников энергии температура в области ядра постоянна. Поэтому такое ядро называют изотермическим. Несмотря на очень малые размеры изотермического ядра (около одной тысячной радиуса звезды), в нем содержится примерно четвертая часть всей массы звезды. Отсюда непосредственно следует, что плотность изотермического ядра огромна, $\sim 3 \cdot 10^5$ г/см³. Это означает, что электронный газ в ядре вырожден. Ядро окружено тонким слоем, вырабаты-

вающим энергию при термоядерных реакциях углеродно-азотного цикла. Далее расположена зона, находящаяся в лучистом равновесии, а за ней очень протяженная конвективная зона.

Звезды белые карлики расположены в нижнем левом углу диаграммы «спектр–светимость», т. е. они обладают очень низкими светимостями и высокими поверхностными температурами. Отсюда сразу следует, что радиусы белых карликов малы (порядка сотой радиуса Солнца). Некоторые белые карлики входят в двойные системы, что позволяет определить их массу. Массы их близки массе Солнца. На основании этого можно заключить, что белые карлики имеют плотности $\sim 10^6$ г/см³. Структура их достаточно проста: вырожденный электронный газ окружен сравнительно тонкой оболочкой из обычного газа.

Для сравнения теоретических расчетов с данными наблюдений результаты расчетов можно нанести на диаграммы спектр – светимость и масса – светимость. Если точки, соответствующие рассчитанным моделям звезд, очень близко ложатся от средних кривых, построенных на основе наблюдательных данных, то модель можно рассматривать как подтверждение теории.

Модели звезд различных спектральных классов приведены на рис. 2.6.

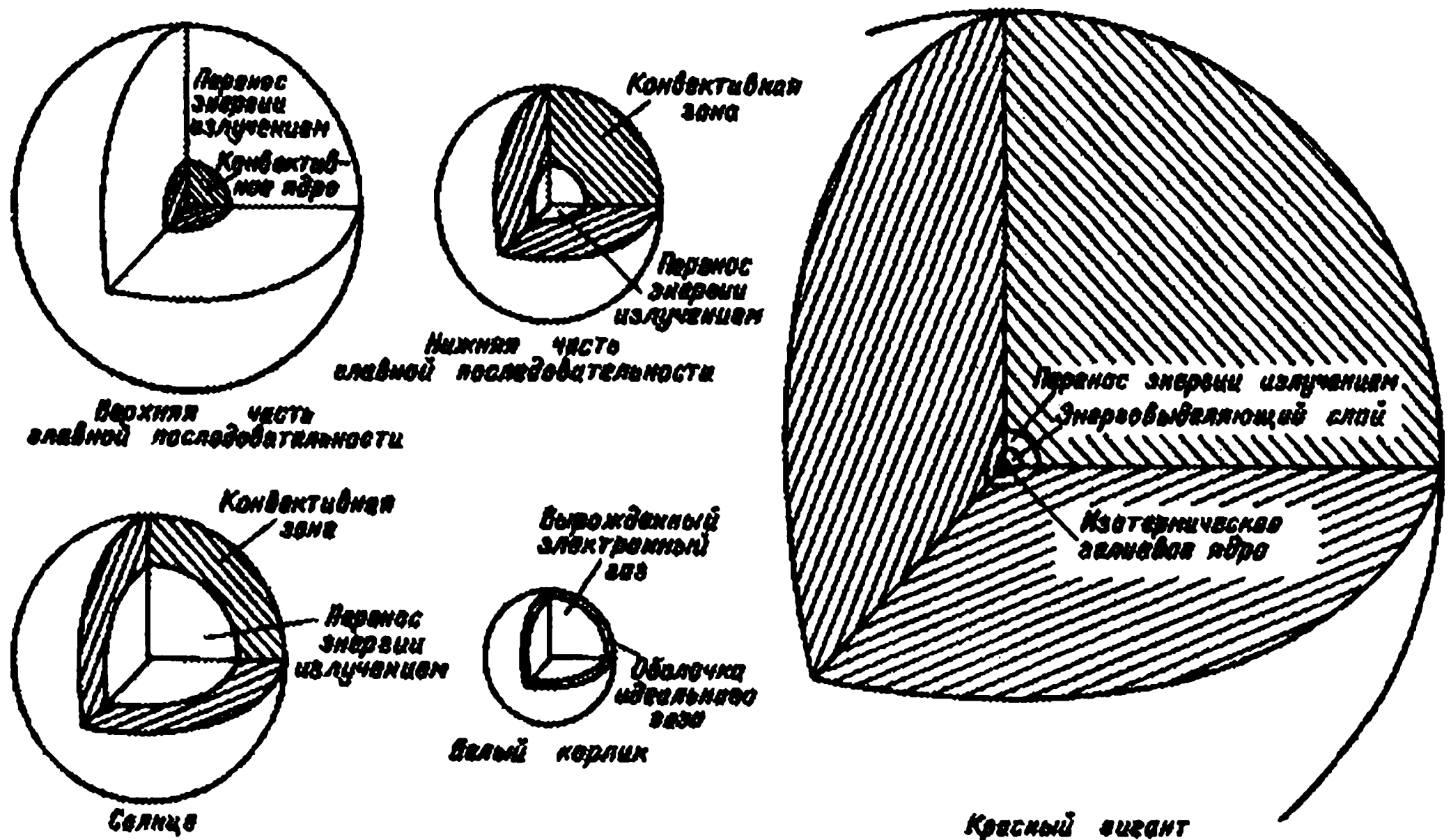


Рис. 2.6. Модели звезд различных спектральных классов

Модель современного Солнца. Из звезд средней части главной последовательности более других исследовалось Солнце, и результаты расчета одной из моделей, предполагающей первоначальный химический состав Солнца однородным, приведены на рис. 2.7, 2.8.

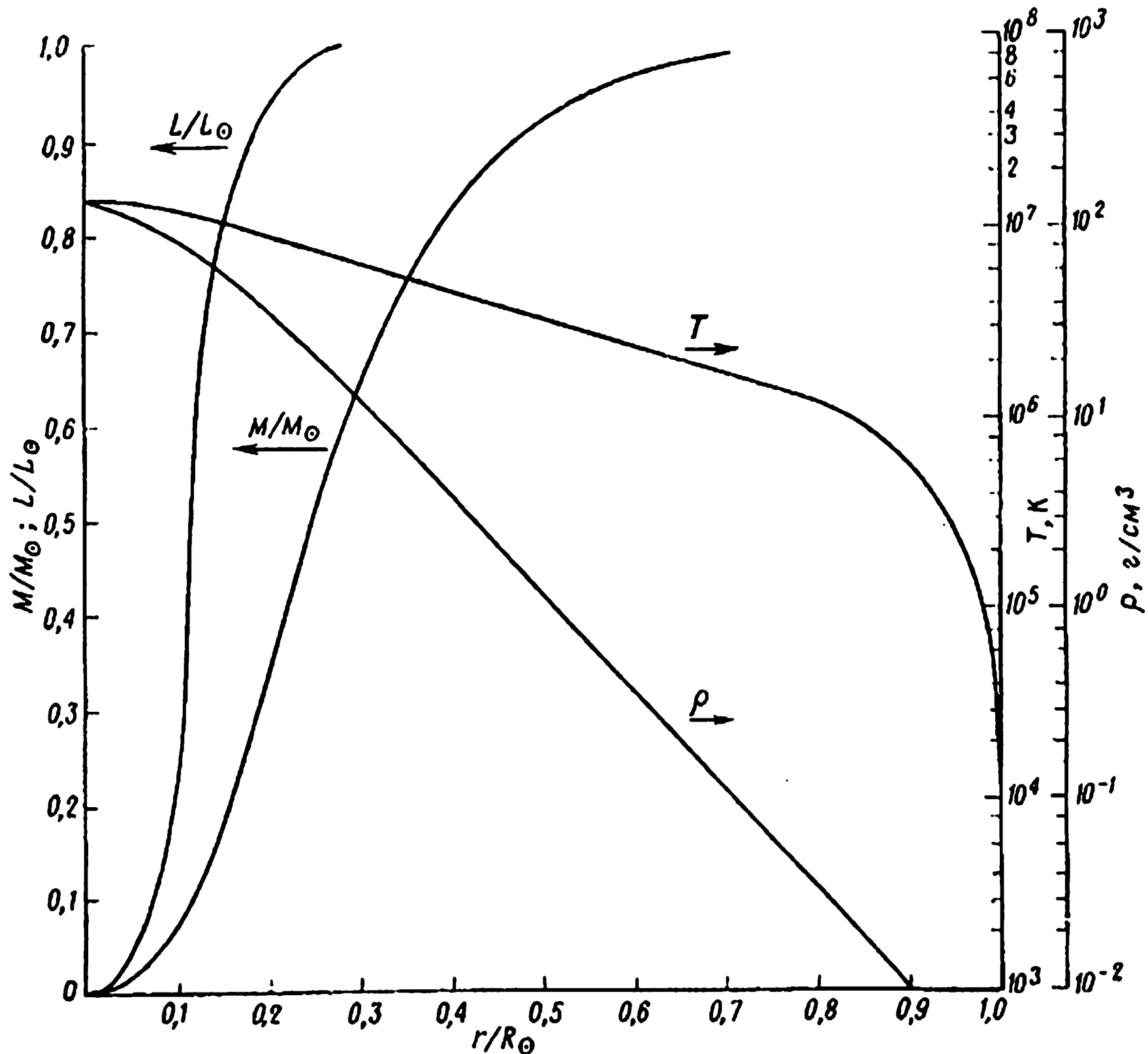


Рис. 2.7. Модель внутреннего строения современного Солнца

Обращает на себя внимание присутствие высокотемпературного плотного ядра, генерирующего энергию: центральная область с радиусом всего $1/4 R_C$ содержит массу $M = 0,5 M_C$ и даёт поток излучения $L = 0,99 L_C$. Причиной концентрации массы к центру является собственная гравитация, а её следствием – крутой спад плотности ρ вдоль радиуса (в 7 раз на расстоянии $1/4 R_C$). Быстрое убывание ρ и скорости генерации энергии ϵ в свою очередь способствует концентрации источников солнечной энергии к центру. На расстоянии $1/4 R_C$ температура уменьшается в 2 раза, ϵ – в 40 раз, а $\rho\epsilon$ – скорость генерации энергии единицей объёма – примерно в 300 раз. Кроме того, ядро – это область ис-

тощения ядерного горючего – водорода. Доля водорода по массе X , по существу, одинаковая повсюду вне $R = 1/4R_C$, вдвое меньше при $R < 1/4R_C$. Другая важная особенность, встречающаяся на пути от ядра наружу, состоит в резком возрастании непрозрачности χ при значении радиуса, несколько превосходящем 0,8 радиуса Солнца. Оно приводит к столь же быстрому росту лучистого градиента температуры, которое в сочетании с убыванием γ способствует возникновению конвективной неустойчивости на расстоянии 0,86 радиуса Солнца (в этой модели). И хорошо заметен быстрый спад давления P вблизи поверхности.

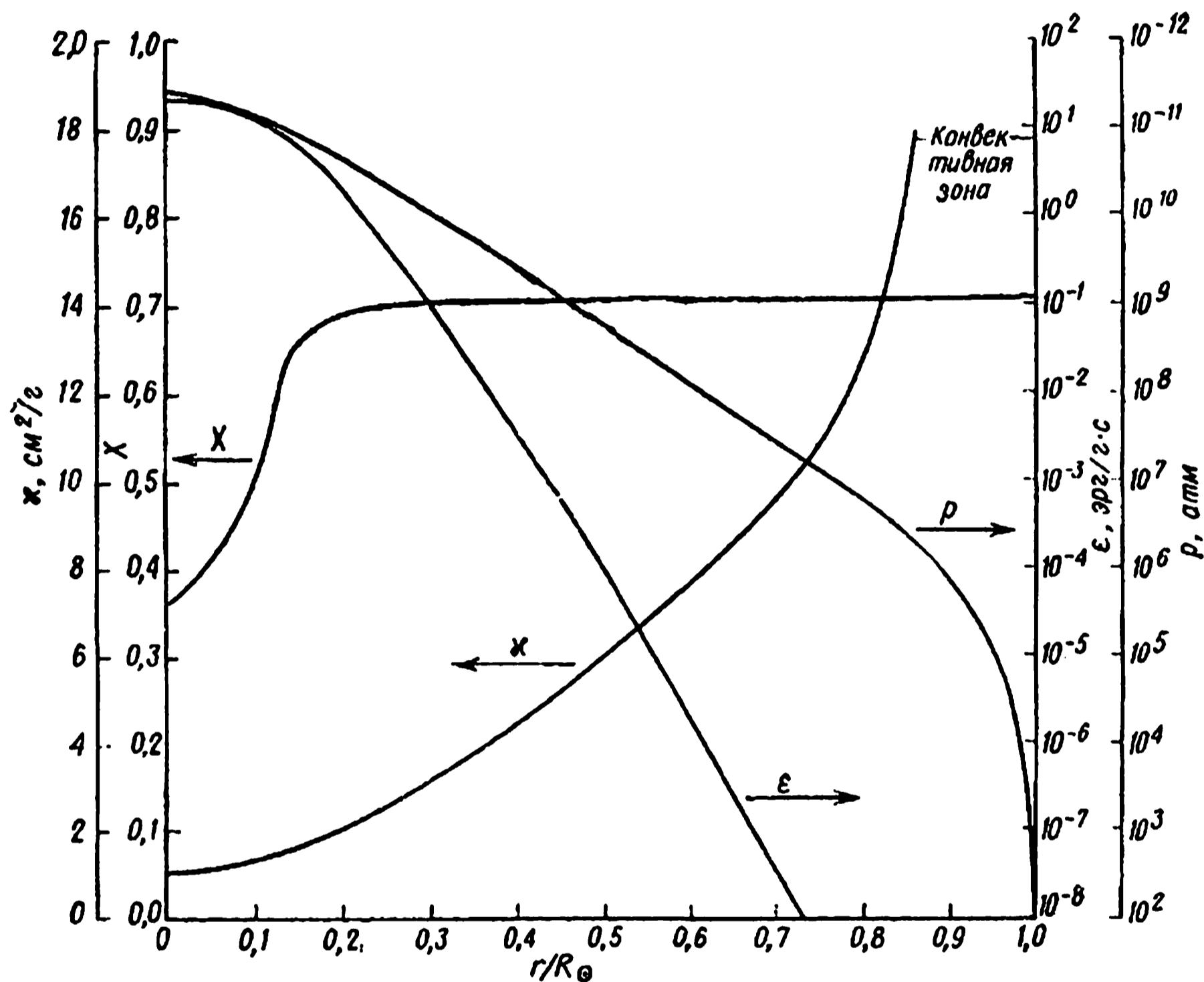


Рис. 2.8. Свойства солнечного вещества, определяемые локальными значениями основных параметров и доли водорода по массе

Хорошей проверкой правильности вычисленной модели Солнца может служить измерение идущего от Солнца потока нейтрино.

Заключительные стадии эволюции звезд. С теорией внутреннего строения звезд тесно связана одна из важных проблем астрофизики – проблема эволюции звезд. В настоящее время решение этой проблемы основано на представлении, что определяющую роль в развитии звезды играют термоядерные реакции.

Согласно современным представлениям, звезды рождаются из газопылевой диффузной среды в результате гравитационного сжатия отдельных газовых облаков под действием собственного тяготения. Возникающая при этом звезда нагревается вследствие перехода гравитационной энергии в тепловую. Затем, с ростом температуры, в звезде начинаются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий.

Дальнейшая судьба звезды существенно зависит от ее массы. Чем больше масса, тем быстрее протекают внутри звезды ядерные реакции. По мере выгорания водорода увеличивается средний молекулярный вес, вследствие чего возрастает температура, что приводит к увеличению светимости звезды.

Эволюционные пути звезд после выгорания в них основной массы водорода оказываются сложными. Когда в центральной области звезды водород почти полностью выгорел, эта область, лишенная источников энергии, начинает быстро сжиматься. После выгорания водорода в центральной области происходит его выгорание на периферии. Вследствие повышения температуры периферических слоев у звезды образуется неустойчивая протяженная атмосфера, теряющая энергию. Такие звезды наблюдаются в виде красных гигантов. Наблюдения показывают, что из красных гигантов действительно происходит истечение вещества. Постепенное истечение вещества из наружных слоев красных гигантов противоположно дискретному отделению оболочки, приводящее к образованию планетарных туманностей. Рассеяние атмосферы сопровождается образованием горячей звезды в виде белого карлика. Внутри звезды образуется плотное ядро, в котором электронный газ вырожден. Израсходовав остатки ядерной энергии, белый карлик светится за счет механизма теплопроводности, в результате охлаждения. Такой путь эволюции характерен для звезд типа Солнца.

Если масса звезды велика, то сжатие приводит к столь высоким температурам, что в ее ядре начинаются реакции, преобразующие гелий в более тяжелые элементы. Дальнейшая эволюция звезды зависит от ее массы и может пойти по пути образования нейтронной звезды или черной дыры. Более подробно заключительные стадии эволюции звезд рассмотрены в главе 5.



СОЛНЦЕ КАК ЗВЕЗДА

§ 8. Общие сведения о Солнце

Положение Солнца в Галактике. Расстояние и радиус Солнца. Масса, светимость, температура. Вращение Солнца. Спектр и химический состав

Положение Солнца в Галактике. В нашей Галактике примерно 150 млрд. звёзд, образующих преимущественно плоскую, спиральную структуру (диск), диаметром 100 000 световых лет. Солнце находится вблизи галактической плоскости на расстоянии 23–28 тыс. световых лет от центрального ядра Галактики и обращается вокруг центра Галактики со скоростью $\approx 200\text{--}220$ км/с, совершая один оборот за 200 млн. лет. За всё время своего существования Земля вместе с Солнцем облетела вокруг центра Галактики не более 30 раз. Собственная скорость движения Солнца по отношению к ближайшим звездам ≈ 20 км/с.

Расстояние и радиус Солнца. Солнце – ближайшая к нам звезда, удаленная от Земли на расстояние 149,6 млн. км. Следующей ближайшей звездой является *Проксима* (α Центавра), расстояние до которой 4,2 световых года. Среднее расстояние до Солнца может быть определено методами небесной механики, если известно расстояние между какими-либо двумя телами в солнечной системе. По радиолокационным наблюдениям Венеры и Меркурия было получено значение астрономической единицы, равное 149 598 500 км с погрешностью ± 500 км.

На среднем расстоянии от Земли видимый диаметр Солнца составляет $\approx 0,5^\circ$, что соответствует линейному диаметру $D_C \approx 14 \cdot 10^5$ км. Форма Солнца почти сферична: сжатие, обусловленное медленным вращением, порядка 10^{-5} .

Масса Солнца ($M_C \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг) служит единицей массы в астрофизических расчетах; определяется по параметрам планетных орбит и гравитационной постоянной G на основании третьего закона Кеплера из уравнения $M_C (1+m/M_C) = 4\pi^2 a^3 / (GT^2)$, где m , a и T соответственно масса, расстояние от Солнца и период обращения планеты.

Ускорение силы тяжести на уровне видимой поверхности Солнца $g_C = GM_C / R_C^2 = 274 \text{ м/с}^2$, что в 28 раз больше, чем на поверхности Земли, а параболическая скорость убегания составляет для Солнца 617 км/с.

Светимость Солнца. Полную энергию, излучаемую Солнцем за 1 с, можно определить по солнечной постоянной. Солнечная постоянная равна количеству энергии, которую получает площадка в 1 см^2 , расположенная на среднем расстоянии Земли от Солнца, перпендикулярно солнечным лучам, за пределами земной атмосферы. Светимость Солнца получается умножением этой величины на площадь сферы радиусом 1 а. е. и составляет

$$L_C \approx 3,8 \cdot 10^{26} \text{ Вт.}$$

Температура. Допустив, что Солнце излучает как абсолютно черное тело, можно вычислить по измеренному потоку излучения его температуру. Поток излучения с единицы поверхности Солнца, обозначаемый H_C , равен $L_C / 4\pi R_C^2$. По закону Стефана–Больцмана $H_C = \sigma T_{eff}^4$, откуда эффективная температура Солнца $T_{eff} = 5770 \text{ К}$.

Вращение Солнца. Чтобы заметить вращение Солнца, достаточно наблюдать в течение нескольких дней солнечные пятна или другие структурные образования на его поверхности. Средний сидерический (т. е. отнесенный к «неподвижным» звездам) период вращения Солнца составляет примерно 25 суток. Его можно измерить и по лучевой скорости края диска (солнечного лимба), равной примерно 2 км/с. Оба метода указывают на заметное изменение скорости вращения ω с гелиографической широтой φ (рис. 3.1): она убывает по мере удаления от экватора по закону дифференциального вращения $\omega = 14,4^\circ - 2,7^\circ \sin^2 \varphi$. (Угловая скорость ω измеряется углом поворота за сутки). Вблизи полюсов сидерический период составляет ≈ 30 суток, т. е. Солнце вращается не как твердое тело: различные по широте зоны вращаются вокруг оси с различными периодами.

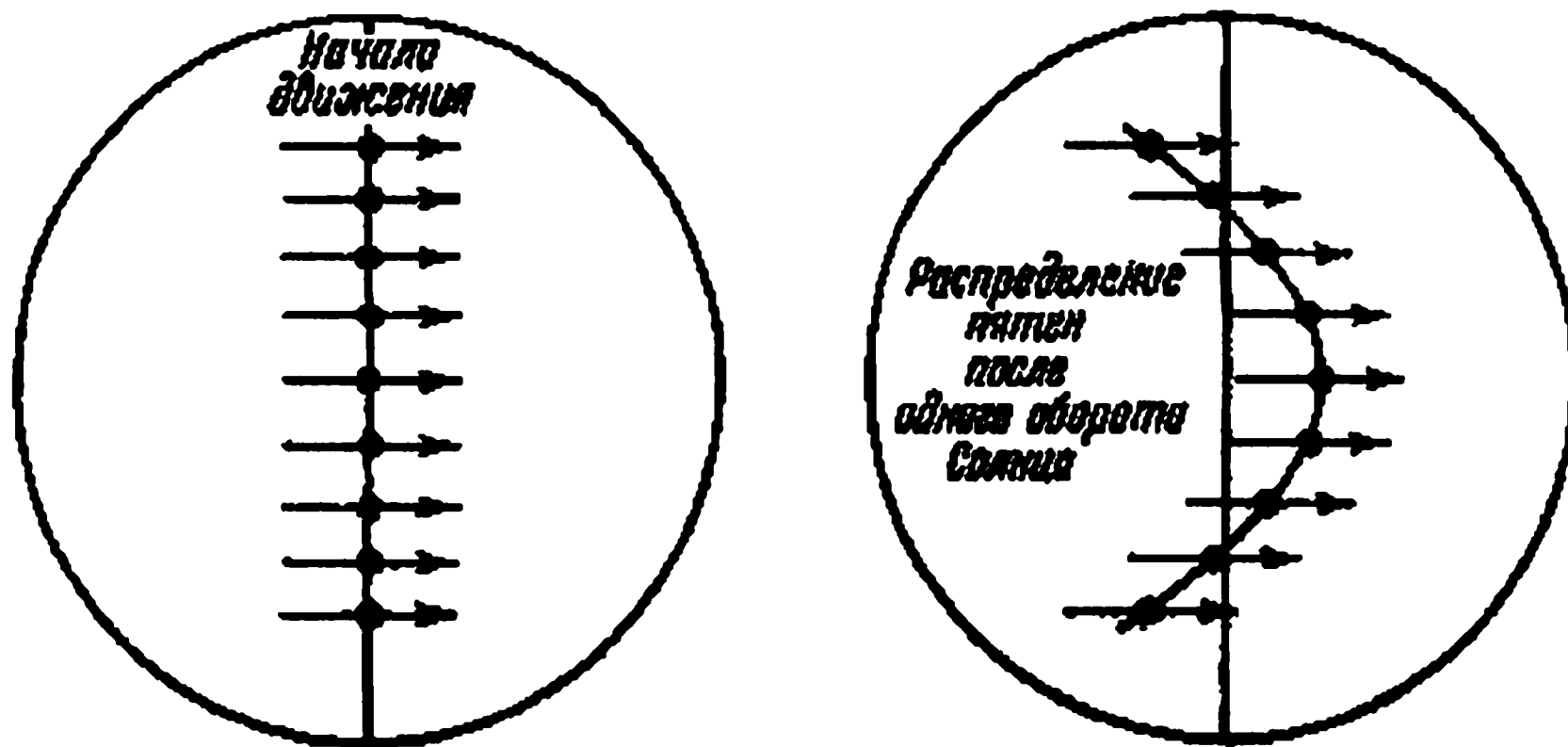


Рис. 3.1. Дифференциальное вращение Солнца

Спектр и химический состав. Солнце относится к спектральному классу $dG2$. Наблюдению спектра Солнца препятствует земная атмосфера, непрозрачная к значительной части электромагнитного излучения: наблюдения с поверхности Земли возможны только в оптическом и радиодиапазонах. Внеатмосферные и радиоастрономические методы позволили измерить солнечное излучение в широком спектральном интервале электромагнитных колебаний с длинами волн от $0,1 \text{ \AA}$ до 1 км . В видимой области излучения Солнце имеет непрерывный спектр, на который накладываются темные линии поглощения. Максимум излучения в непрерывном спектре приходится на сине-зеленую часть спектра, вблизи длин волн $4300\text{--}5000 \text{ \AA}$. Солнечный спектр простирается в невидимые коротковолновую и длинноволновую области. Внеатмосферные наблюдения показывают, что до длин волн около 2000 \AA характер солнечного спектра сохраняется, но в более коротковолновой области спектра он резко меняется: интенсивность непрерывного спектра быстро падает, а темные линии поглощения сменяются яркими эмиссионными линиями. Важнейшей особенностью солнечного спектра, начиная от длины волны около 1600 \AA до инфракрасного диапазона включительно, является наличие более 20 тысяч фраунгоферовых линий поглощения. Характер (форма, глубина, ширина) линий поглощения позволяет судить о температуре на разных глубинах в атмосфере Солнца, а также об относительном числе поглощающих и рассеивающих атомов различных химических

элементов в ней, т. е. о химическом составе внешних слоев Солнца.

Результаты количественного определения содержания различных химических элементов показывают, что преобладающим элементом на Солнце является водород. По числу атомов его примерно в 10 раз больше, чем всех остальных элементов вместе взятых, и на его долю приходится около 70 % всей массы Солнца. Следующим по распространению элементом является гелий – около 28 % массы Солнца (т. е. 0,1 по числу атомов). На остальные элементы, вместе взятые, приходится не более 2 %.

§ 9. Строение Солнца и протекающие в нем процессы

**Особенность звездных недр. Энерговывделяющее ядро:
термоядерные реакции протон-протонного
и углеродно-азотного циклов; тройной альфа-процесс.
Вероятности ядерных реакций.
Область лучистого переноса энергии**

Особенность звездных недр состоит в том, что они не могут наблюдаться с помощью обычных астрофизических приборов. Поэтому для проверки выводов теории могут быть использованы лишь косвенные соображения, а не прямые измерения. Однако для Солнца существует возможность получить прямые экспериментальные данные об условиях в его недрах, т. е. о термоядерных реакциях, обеспечивающих поток солнечной энергии. Такой возможностью является регистрация нейтрино. Это элементарные частицы, очень слабо взаимодействующие с веществом. Поэтому они свободно выходят из недр звезд и распространяются в космическом пространстве, почти не поглощаясь веществом на своём пути. Нейтринные детекторы располагаются глубоко под землёй (для экранирования от фона космических лучей) и состоят из огромных количеств вещества «мишени» (вода, хлор, галлий, литий и др.), в которых идут ядерные реакции с участием нейтрино и порождаемых ими вторичных частиц. Нейтрино образуются при термоядерных реакциях. Например, в протон-протонном цикле, образование каждой α -частицы сопровождается излучением двух нейтрино. При образовании одного ядра атома гелия выделяется энергия связи $\Delta E = 4,3 \cdot 10^{-12}$ Дж, и мож-

но подсчитать число ядер атомов гелия, образующихся в недрах Солнца каждую секунду, т. к. они обеспечивают ту полную энергию, которую Солнце излучает со всей своей поверхности за секунду, т. е. светимость $L = 4 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$. Для этого достаточно светимость Солнца разделить на энергию связи. Умножив результат на два, найдём число нейтрино, ежесекундно излучаемых Солнцем.

$$N = 2L/\Delta E = 2 \cdot 10^{38} \text{ нейтрино/с.}$$

Эти нейтрино распространяются по всем направлениям, и на расстоянии Земли от Солнца $a = 1 \text{ а. е.} \approx 1,5 \cdot 10^8 \text{ км}$ следует ожидать, что на земную поверхность площадью 1 см^2 каждую секунду должно попадать число нейтрино:

$$n = N/4\pi a^2 \approx 10^{11} \text{ нейтрино/(с}\cdot\text{см}^2\text{)}.$$

Сравнивая теоретически ожидаемый поток нейтрино и регистрируемый в эксперименте, можно интерпретировать представления об условиях в недрах Солнца, т. е. о термоядерных реакциях, как источнике энергии звёзд.

Теоретические расчеты внутреннего строения Солнца подтверждены современными экспериментальными результатами. Внутренние, ненаблюдаемые, слои Солнца в целом состоят из трех основных частей, примерно одинаковых по глубине: 1) центральная часть (ядро), в котором максимального значения достигают температура, давление и плотность вещества, сжатого гравитацией и постоянно подогреваемого энергией термоядерных реакций; 2) лучистая зона, в которой энергия переносится наружу излучением; 3) конвективная зона, в которой из-за быстрого охлаждения вышележащих слоев энергия переносится самим веществом.

Предполагается, что Солнце возникло $\approx 4,5$ млрд. лет назад, когда содержание водорода по массе составляло от 70 до 76 %, гелия от 28 до 22 % и на долю всех остальных химических элементов приходилось не более 2 % в соответствии с известной распространенностью их в природе. При оценке химического состава в начале эволюции соотношения элементов варьируют в этих пределах (для получения наилучшего согласия с современными значениями массы $2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, радиуса $7 \cdot 10^5 \text{ км}$ и светимости Солнца $3,8 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$).

Энерговывделяющее ядро: термоядерные реакции протон-протонного и углеродного циклов; тройной альфа-процесс. Под влиянием собственной гравитации вещество Солнца в центре сжато до высоких значений плотности и имеет температуру $\sim 10^7$ K, способную обеспечить «включение» термоядерных реакций.

Энерговывделяющее ядро – центральная область Солнца, где спонтанно происходят термоядерные реакции и выделяется энергия в виде тепла и мощного электромагнитного излучения, а также нейтрино высоких энергий. По массе ядро составляет примерно 10 % массы Солнца, а по радиусу – около трети радиуса Солнца. Температура ядра около $1,5 \cdot 10^7$ K, а плотность около 160 г/см^3 .

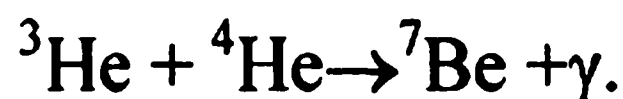
Термоядерные реакции протон-протонного цикла (p-p) Основным источником энергии в недрах Солнца является водородный цикл, или протон-протонная цепочка термоядерных реакций, приводящая к превращению водорода в гелий. В большинстве случаев (около 70 %) она состоит из следующих трех реакций основной цепочки (для каждой реакции указаны выход энергии и скорость процесса):

1. ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu$ + 1,44 МэВ ($\sim 10^9$ лет)
2. ${}^2\text{D} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ + 5,49 МэВ (~ 6 с)
3. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$ + 12,85 МэВ ($\sim 10^6$ лет)

Здесь ν означает нейтрино, а γ – гамма-квант. Первичная реакция состоит в столкновении двух протонов с образованием ядра дейтерия и с испусканием позитрона и нейтрино. Для того чтобы в результате столкновения два протона образовали ядро дейтерия, необходимо, чтобы у одного из сталкивающихся протонов кинетическая энергия раз в двадцать превосходила среднюю энергию тепловых движений (1 кэВ) при температуре звездных недр. Из оценок вероятности ядерных реакций следует, что только одна стомиллионная часть протонов имеет такую высокую энергию, необходимую для преодоления кулоновского барьера. Кроме того, необходимо, чтобы за время столкновения один из двух протонов успел превратиться в нейтрон (для образования ядра дейтерия), испустив позитрон и нейтрино. Для каждой пары протонов это может случиться раз в 14 млрд. лет, но так как протонов в недрах Солнца достаточно много, такие реак-

ции всегда будут иметь место. Позитрон сразу аннигилирует с любым электроном, испуская два гамма-кванта, а нейтрино беспрепятственно уходит из звезды и уносит с собой часть выделившейся энергии, $\approx 0,26$ МэВ. Во второй реакции дейтроны, за считанные секунды захватывают новые протоны, испуская γ -кванты и образуя ядра изотопа ${}^3\text{He}$, которые, благодаря третьей реакции, в течение времени порядка миллиона лет могут соединиться и, высвободив два протона, образовать ядро обычного гелия ${}^4\text{He}$, т. е. α -частицу. Слияние четырех протонов в одну α -частицу требует двух таких реакций и сопровождается выделением энергии 26,7 МэВ, из которой около 0,5 МэВ уносится двумя нейтрино, свободно покидающими Солнце, а остальная часть переходит в тепловую энергию газа. Источником энергии является энергия связи ядра ${}^4\text{He}$, соответствующая дефекту массы, равному $\approx 0,7$ % массы четырех свободных протонов.

На Солнце в последней реакции p - p цикла ядра изотопа ${}^3\text{He}$ могут взаимодействовать не только сами с собою, но и с α -частицами, образуя ${}^7\text{Be}$, т. е.

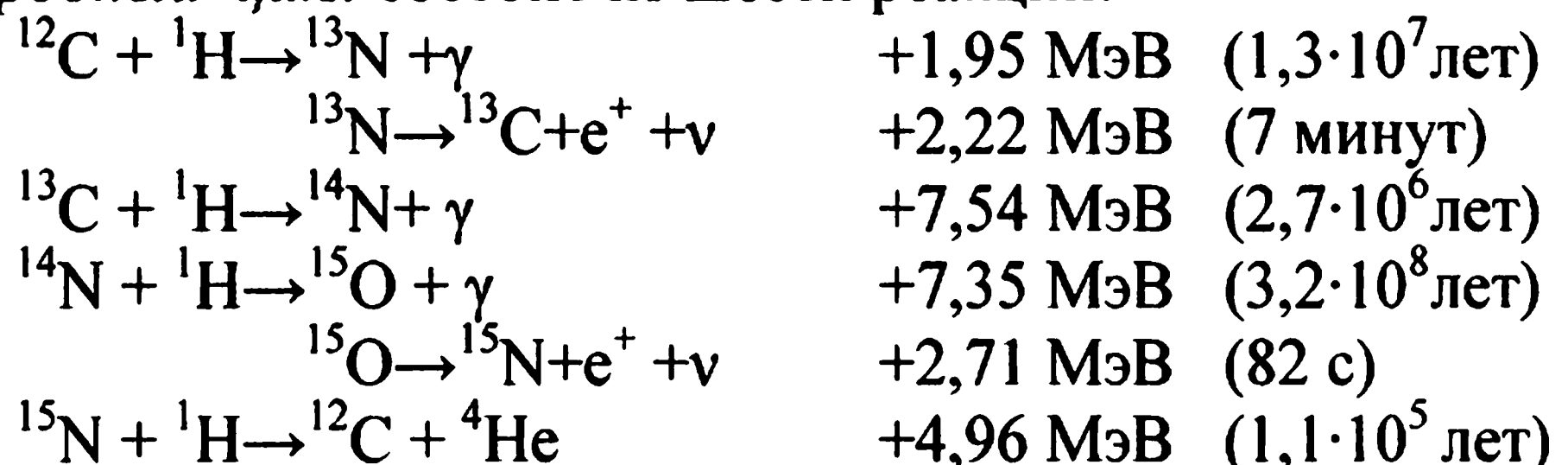


После этого возможны еще два варианта: либо захват электрона (~ 30 %), либо захват протона ($\sim 0,1$ % случаев):



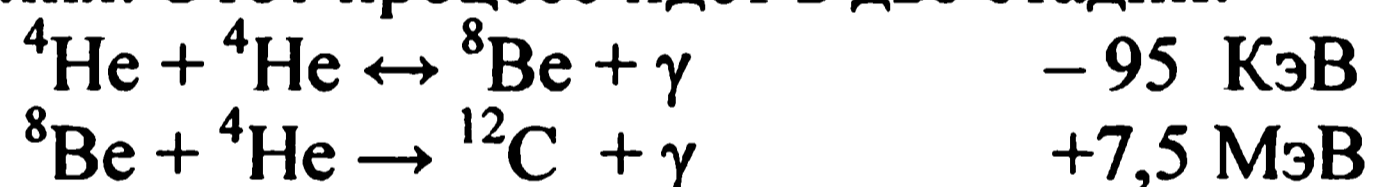
Каждый из них дает примерно одинаковый выход энергии и сопровождается образованием двух нейтрино различных типов и энергий. Варианты 2 и 3 мало влияют на общую светимость Солнца, но их роль велика, так как нейтрино высоких энергий легче обнаружить. Энерговыведение в недрах современного Солнца почти целиком обеспечено pp -реакцией. Только в самом центре роль углеродного цикла достигает 8 %.

Углеродный цикл состоит из шести реакций.



Процесс сложнее и может протекать только при наличии углерода ^{12}C , ядра которого вступают в реакцию с протонами на первых ее этапах, затем преобразуются последовательно в ядра азота и кислорода, а на последнем этапе возникают α -частица и снова исходный атом углерода, который тем самым фактически в реакции как бы не участвует и оказывается катализатором. Поэтому и вся цепочка носит название углеродного цикла, или *CNO* цикла. В энергетике Солнца углеродный цикл не играет существенной роли. Только в самом центре Солнца его роль в энерговыделении может достигать 30 %, а по всему энерговыделяющему ядру она порядка 1–2 %. Однако для нормальных звезд с массой больше 1,2 солнечной *CNO* цикл является основным источником термоядерной энергии.

Тройной альфа-процесс. При температурах звездных недр порядка 10^8 К наибольшее значение имеют реакции, преобразующие гелий в более тяжелые элементы. После того как в результате термоядерных реакций водородного и углеродного циклов практически весь водород «выгорел», источником ядерной энергии становится реакция, получившая название «тройной альфа-процесс» или гелиевый цикл: образование ядра углерода из трех ядер гелия. Этот процесс идет в две стадии:



Промежуточное ядро ^8Be неустойчиво, оно очень быстро распадается на две альфа-частицы. Но это ядро может легко захватить и третье ядро гелия. Тогда образуется устойчивый изотоп углерода с выделением значительного количества энергии.

Энергия, освобождающаяся за счет превращения гелия в углерод, становится источником светимости красных гигантов.

Вероятности ядерных реакций. Отдельные процессы, из которых состоят протон-протонный и углеродно-азотный циклы – одного типа, за исключением двух β -распадов во втором цикле. Вероятности последних хорошо известны, а остальные процессы представляют собой столкновение двух полностью ионизованных атомов с последующим ядерным взаимодействием. Вероятность такого процесса характеризуется числом взаимодействий в 1 см^3 за 1 с и определяется по формуле

$$n = \int_0^{\infty} N_1 N_2 v q(v) P_T(v) P_N D(T, v) dv,$$

которая получается из следующих соображений. Общее число реакций в 1 см^3 должно быть пропорционально числу атомов первого рода N_1 , а число реакций, приходящихся на 1 атом первого рода, должно быть пропорционально числу атомов второго рода N_2 . Эти числа пропорциональны плотности: $N_1 \sim \rho X_1$ и $N_2 \sim \rho X_2$, где X_1 и X_2 – содержание рассматриваемых атомов по массе. Частота столкновений между атомами первого и второго рода пропорционально произведению относительной скорости v на эффективное сечение взаимодействий $q(v)$. Эффективное сечение для столкновений, которые могут привести к ядерным взаимодействиям, определяется квадратом длины волны де Бройля, так, что $q(v) \sim v^{-2}$. Однако не все столкновения приводят к ядерным взаимодействиям. При температуре $T \sim 10^7 \text{ К}$, имеющей место в недрах звезд, средняя тепловая энергия частицы составляет $E_T = 3kT/2 \approx 1 \text{ кэВ}$. Эта энергия слишком мала для того, чтобы, преодолев кулоновские силы отталкивания при столкновении двух ядер, попасть в другое ядро и тем самым вызвать ядерное превращение. Для того чтобы протон мог проникнуть в ядро, ему надо приблизиться к нему на расстояние r около 10^{-13} см . Если рассматривать только частицы с самыми низкими зарядами, то для кулоновского потенциала получим энергию $\approx 1000 \text{ кэВ}$. Этот энергетический барьер в 1000 раз превышает среднюю кинетическую энергию тепловых протонов в недрах звезд. Однако известно, что частицы газа, нагретого до некоторой температуры, имеют максвеллово распределение скоростей, при котором всегда найдутся частицы, энергия которых будет значительно превышать ее среднее значение. В условиях звездных недр эта энергия близка к 20 кэВ . Доля протонов, имеющих такую энергию, составляет примерно 10^{-8} , и, тем не менее, их достаточно, чтобы обеспечить светимость звезд.

Вероятность туннельного эффекта следующим образом зависит от относительной скорости v частиц

$$P_T(v) \sim \exp^{(-4\pi^2 Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / hv)},$$

т. е. она уменьшается с уменьшением скорости и неэффективна между атомами с высокими зарядами. Но даже проникновение

через кулоновский барьер еще не обеспечивает ядерного взаимодействия. Его вероятность P_N в большинстве случаев мало зависит от относительной скорости, но сильно зависит от характера данного взаимодействия, т. е. этот множитель содержит большую неопределенность. Вероятность P_N определяется путем теоретических расчетов.

Рассмотрим последний множитель. Поскольку частота столкновений и вероятность проникновения через кулоновский барьер зависят от относительной скорости v частиц, то необходимо умножить число столкновений на максвеллово распределение скоростей

$$D(T, v) = 4\pi (m/2\pi kT)^{3/2} \cdot \exp(-mv^2/2kT) \cdot v^2 \Delta v$$

и результат проинтегрировать по всем скоростям.

Таким образом, выражение для вероятности ядерных реакций рассматриваемого типа ясно указывает на зависимость от температуры, плотности и химического состава. Количество энергии, вырабатываемой в 1 см^3 вещества за 1 с , можно получить путем умножения числа соударений n на количество энергии ΔE , освобождающейся при захвате.

Область лучистого переноса энергии. При температурах ниже 10^7 К термоядерные реакции в недрах Солнца быстро затухают и светимость ядра достигает значения светимости всего Солнца. Поэтому слои, окружающие ядро от $0,3$ до $0,7$ солнечного радиуса (лучистая зона), не имея собственных источников энергии, лишь переизлучают ее.

Энергия Солнца, выделяющаяся в ядре, далее переносится наружу, в основном благодаря лучистой теплопроводности. По мере удаления от центра температура падает, а степень ионизации плазмы уменьшается и растет ее поглощательная способность. В такой среде свободный пробег квантов уменьшается и постоянно происходят процессы поглощения и переизлучения квантов: энергия, исходящая из солнечного ядра в виде высокоэнергичных гамма-квантов, превращается последовательно в рентгеновское излучение, затем в далекое ультрафиолетовое излучение, в ультрафиолетовое и, наконец, в кванты видимого диапазона. Поэтому диффузия излучения становится важным и основным физическим процессом в лучистой зоне. Непрерывно поглощаясь и переизлучаясь, фотон «путешествует» вплоть до

самых внешних слоев звезды. На такое «путешествие» фотона по лучистой зоне уходят тысячи лет. Если при ядерных реакциях в ядре выделился очень энергичный гамма-квант коротковолнового излучения, то к границе конвективной зоны он раздробится на множество менее энергичных квантов видимого света. На всем протяжении лучистой зоны излучение переносится от слоя к слою только в результате диффузии излучения. Перенос энергии излучением в результате последовательных поглощений и излучений квантов атомами (диффузия излучения) является основным для большинства звезд, находящихся в лучистом равновесии и единственным в их лучистых зонах.

§ 10. Конвекция на Солнце и грануляция

Причина конвекции на Солнце.

Число Рэлея и тип конвекции; достаточное условие конвекции.

Другие фотосферные движения.

Структура конвективной зоны Солнца

Причина конвекции на Солнце. До сих пор говорилось об излучении Солнца и его источниках, но само Солнце рассматривалось, как лишённое внутренних движений. В действительности внутри Солнца существуют движения, вызывающие различные изменения, видимые на поверхности.

Прежде всего, заметна неоднородность вращения Солнца. Быстрее всего вращается зона возле экватора, совершающая оборот примерно за 25 суток. «Умеренные» широты вращаются несколько медленнее, а вблизи полюсов период вращения достигает 30–35 суток. По-видимому, такое постепенное уменьшение вращения с широтой не может быть вызвано внутренними причинами. Оно сохранилось, вероятно, с тех времён, когда Солнце только формировалось, и его экваториальная часть вращалась по каким-то причинам быстрее. Различие это приводит к тому, что форма образований на поверхности Солнца постепенно изменяется, более близкие к экватору части уходят вперёд. Поэтому круглая вначале область со временем вытягивается, а тонкие «волокна», растягиваясь, поворачиваются и становятся параллельными экватору. Как могут возникнуть движения газа внутри Солнца? Ядерные реакции выделяют энергию, которая переносится излучением. Из-за вращения Солнце не является сферическим, а несколько сплюснуто у полюсов. Так как его полярный

радиус меньше экваториального, то излучению, идущему от центра, легче «пробиться» к полюсу, чем к экватору. Поэтому температура в полярных областях немного выше, чем в нижних широтах. Однако разность температур мала, поэтому циркуляция, которую она вызывает, происходит крайне медленно. Направление этой циркуляции на Солнце противоположно тому, что имеет место в земной атмосфере. На поверхности Солнца, которая соответствует верхним слоям атмосферы, газ течёт от полюсов к экватору, а в глубине – наоборот.

Гораздо более существенны мелкомасштабные движения, вызываемые изменением температуры по вертикали, т. е. конвекцией. Внутри Солнца температура с высотой уменьшается и, казалось бы, что там обязательно должна быть конвекция. Однако для того чтобы конвекция возникла в газе, простого понижения температуры с высотой недостаточно. Действительно, если газ поднимается вверх, где давление меньше, то он расширяется, при этом охлаждается, даже если и не отдаёт тепло во внешнее пространство. Такое охлаждение называется адиабатическим. Поднимающийся газ будет, несмотря на охлаждение, оставаться горячее, окружающего, если температура среды падает с высотой быстрее, чем в поднимающейся адиабатически расширяющейся струе, т. е. выполняется критерий Шварцшильда.

Температура Солнца меняется с глубиной тем сильнее, чем газ непрозрачнее. В фотосфере водород в основном нейтрален, поэтому свободных электронов мало, они редко «прилипают» к атомам и образуют сравнительно мало отрицательных ионов водорода, поглощающих излучение. Поэтому фотосферный газ не очень непрозрачен. На глубине несколько сотен километров температура выше, водород ионизуется сильнее (но и не полностью) и, следовательно, образуется больше отрицательных ионов, поглощающих излучение. Кроме того, помимо ионизации в этих слоях увеличивается возбуждение водорода: на втором, третьем и выше уровнях оказывается большее число атомов, а возбуждённые атомы поглощают видимое, ультрафиолетовое и инфракрасное излучение. Следовательно, в зоне, где водород частично ионизован, поглощение велико, и температура, если она определяется просачиванием излучения, меняется быстро. На значительно большей глубине водород полностью ионизован, нейтральных атомов нет, отрицательные ионы не образуются. Мало

атомов водорода и на возбуждённых уровнях. Поглощение там определяется тяжёлыми элементами, которых относительно немного. Поэтому величина поглощения не так велика, как в зоне частичной ионизации.

Второй причиной возникновения конвекции в зоне частичной ионизации водорода является малое изменение температуры при адиабатическом расширении и адиабатическом сжатии, т. е. температура адиабатически поднимающейся струи почти не меняется, так что достаточно даже небольшого падения температуры окружающей среды с высотой, чтобы подъемная сила действовала на всём пути струи и началась конвекция.

При сжатии газа из частично ионизованного водорода тепло расходуется на ионизацию, и температура газа увеличивается незначительно. При расширении такого газа температура уменьшается незначительно, так как происходят рекомбинации, в результате которых выделяется энергия. Поэтому температура поднимающейся массы почти не изменяется, и даже небольшого падения температуры с высотой достаточно для того, чтобы началась конвекция.

Таким образом, существование и положение конвективной зоны определяется двумя причинами:

- 1) адиабатический градиент уменьшает своё значение вследствие ионизации водорода;
- 2) структурный градиент увеличивается из-за того, что начинает расти непрозрачность.

Более значимо – увеличение непрозрачности, так как оно ослабляет «перемешивание» фотонов и делает возможным существование высокого градиента температуры, создающего конвекцию. Совместное действие этих двух причин порождает конвекцию.

В пределах конвективной зоны передача энергии производится не столько просачиванием квантов, сколько переносом более горячего, и главное, сильнее ионизованного газа вверх (ведь основной расход энергии связан с ионизацией, а не с нагревом). Только в самых верхних, почти фотосферных, слоях, где непрозрачность не так велика и кванты могут пройти до поглощения сравнительно большой путь, их роль в переносе тепла возрастает. В основной же части конвективной зоны распределение температуры с высотой определяется не непрозрачностью газа, а

тем, как меняется температура в поднимающихся и опускающихся струях. Мы уже видели, что она, в этих случаях, почти не меняется. Поэтому в конвективной зоне температура очень медленно растёт с глубиной – гораздо медленнее, чем при лучистом переносе энергии. Это и объясняет, почему конвективная зона имеет такую большую протяжённость: если бы не было конвективного переноса, то температура росла бы вглубь быстрее, водород был бы полностью ионизован уже на глубине 20 000 км, и конвекция далее не распространялась бы. Движущийся в конвективных ячейках газ обладает кинетической энергией. Эта энергия получается за счёт тепловой энергии излучения, идущего снизу и поддерживающего разность температур вопреки сглаживающему влиянию конвекции. Звеном, непосредственно соединяющим наблюдения и теорию конвективной зоны, служит излучение солнечной грануляции.

Поверхность Солнца покрыта сетью ярких гранул неправильной формы, разделённых тёмными промежутками. Гранулы имеют размер 700–1000 км, причём непрерывно появляются и через 5–7 минут исчезают. Нетрудно понять, почему средняя продолжительность жизни гранул имеет именно такой порядок величины: элемент, движущийся со скоростью 1 км/с (определённой по доплеровскому смещению в спектрах поднимающихся гранул), проходит расстояние в несколько сотен километров, равное пути перемешивания, за несколько минут. Из других особенностей грануляции, ставших известными за последнее время, можно отметить то, что грануляция не зависит от гелиоцентрической широты, а также от фазы цикла солнечной активности. Таким образом, грануляция, видимо, является «основным» процессом, не зависящим от состояния солнечной активности.

Число Рэлея и тип конвекции. От чего зависит тип конвекции и почему грануляция имеет нестационарный характер? На поднимающуюся струю действует направленная вверх сила, зависящая от разности температур внутри струи и вне её, т. е. в опускающемся газе. Кроме этой силы на газ действует сила трения (вязкость), которая тормозит движение. В обычной стационарной конвекции эти силы сравнимы, а скорость газа почти постоянна. Поэтому движение носит спокойный правильный характер.

Если подъёмная сила велика или сила вязкости мала, так что эти силы не уравниваются, то подъём струи происходит ускоренно, движение становится менее правильным, т. е. форма ячеек и их размеры сильно различаются. В таком случае уже нет фиксированных ячеек, и жидкость непрерывно циркулирует вверх по оси ячейки и вниз по её краям. Массы жидкости, составляющей ячейку, всплывают, растекаются и опускаются вниз, после чего всплывают другие “пузыри”, образуя новые ячейки, отличающиеся по форме и положению. Это и есть нестационарная конвекция.

Если разница между подъёмной силой и силой трения очень велика, так что вязкостью можно пренебречь, то движение носит бурный хаотический характер, и ячейки вообще не образуются. Следовательно, тип конвекции зависит главным образом от соотношения между подъёмной силой и силой вязкости, тормозящей движение.

Характер ячеистой структуры описывается безразмерным числом Рэлея A , которое можно рассматривать как отношение импульса подъёмной силы и силы вязкости, действующих на ячейку. Если сила вязкости преобладает над подъёмной силой, то A мало, и конвекция не возникает. Если число Рэлея превышает критическую величину A_0 , то имеет место конвекция, и по мере роста A она приобретает вид правильной ячеистой структуры. С дальнейшим ростом A конвекция становится нестационарной, а затем беспорядочной или хаотичной.

Из опытных данных, полученных с жидкостями, величина критического значения $A_0 \sim 10^3$. Если $A_0 < A < 10^5$ происходит стационарная конвекция, ячейки Бенара; при $A > 10^5$ конвекция приобретает нестационарный характер, а при дальнейшем возрастании становится хаотической.

Для Солнца получается $A = 10^{11}$, т. е. число Рэлея настолько велико, что следует ожидать хаотической конвекции и ячейки не должны образоваться. Как же тогда объяснить сравнительно чёткую грануляцию? Очевидно, кроме силы вязкости существует другая, значительно бóльшая, сила, тормозящая движение. Представление о движении жидкости или газа как о скольжении множества слоёв во многих случаях в природе не оправдывается. При малой роли вязкости такое движение обычно бывает неустойчивым: достаточно ничтожного случайного отклонения в од-

ном слое, как оно усиливается, возмущает соседние слои, и через некоторое время весь поток превращается в массу хаотических струй, сносимых общим течением. Такое хаотическое движение называется турбулентным.

Как возникает на Солнце тормозящая сила, играющая роль вязкости, но значительно более мощная, благодаря которой гранулы имеют вид ячеек, хотя и неправильных? В поднимающихся и опускающихся конвективных потоках вязкость не играет роли. Поэтому движение потоков приобретает турбулентный характер, появляются беспорядочно движущиеся струи, скорость которых в 10 раз меньше скорости подъёма потока. Струи эти перемешивают поднимающиеся и опускающиеся слои, сглаживают различие скоростей, т. е. тормозят основной поток. В то время как атомы проходят путь, не превышающий 1 см, путь проходимый большими турбулентными струями, всего лишь раз в 10 меньше диаметра основного потока. Поэтому действие их несравненно более эффективно и сила такой турбулентной вязкости оказывается сравнимой с подъёмной силой. Таким образом, объясняется ячеистая конвекция на Солнце.

Достаточное условие конвекции. Требование, согласно которому для наступления конвекции необходимо, чтобы число Рэлея A превосходило некоторое критическое значение A_0 , является более строгим, чем критерий Шварцшильда. Критерий Шварцшильда является необходимым, но не достаточным условием конвекции. То обстоятельство, что число A должно превышать критическую величину, означает, что прежде, чем наступит конвекция, развившаяся подъёмная сила должна стать больше силы сопротивления.

Другие фотосферные движения. Кроме конвективного движения со скоростью ~ 2 км/с, связанного с солнечной грануляцией, в фотосфере известны другие типы движения. Одно из них – это колебательное поле, с характерным размером элементов несколько большим, чем размер обычных гранул. Это движение вертикальное, и горизонтальных движений, связанных с этими масштабами, практически нет. После появления яркой гранулы начинается движение, направленное вверх и имеющее скорость $\sim 0,4$ км/с. Характерной особенностью вертикальных движений является их периодический характер. Величина периода в верхней фотосфере выражена очень чётко и равна 5 минутам.

Размеры колеблющихся элементов больше гранул, ~ 1500 км. По-видимому, первичный источник этих движений располагается в водородной конвективной зоне, и сами движения могут быть источником волн, распространяющихся в корону и солнечный ветер.

Кроме вертикальных движений, наблюдения показали также горизонтальные движения крупной ячеистой структуры. Эти ячейки напоминают конвективные, но размер их ~ 30 тыс. км, т. е. в десятки раз больше гранул, а время жизни около суток. Поэтому их назвали супергранулами (рис. 3.2). В них газ течет от центра ячеек к периферии со скоростью $0,4$ км/с. Супергранулы соответствуют ячейкам, лежащим ниже тех, что дают грануляцию. Толщина их должна быть ≈ 3000 км. Основание супергрануляционных ячеек располагается на глубине $4-10$ тыс. км. На этой глубине скорость конвекции составляет несколько сотен метров в секунду, так что за время жизни ячейки газ действительно успевает совершить около одного оборота. Действие движения супергрануляции состоит в конвективном переносе замороженных фотосферных магнитных полей к границам ячеек. Границы супергрануляции указывают на ее тесную аналогию с *хромосферной сеткой*. Спикулы, тонкие яркие элементы, из которых состоит хромосфера на высотах 5000 км над краем диска Солнца и выше, зарождаются на границах супергрануляции. Эта тонкая структура может простираться в солнечный ветер.

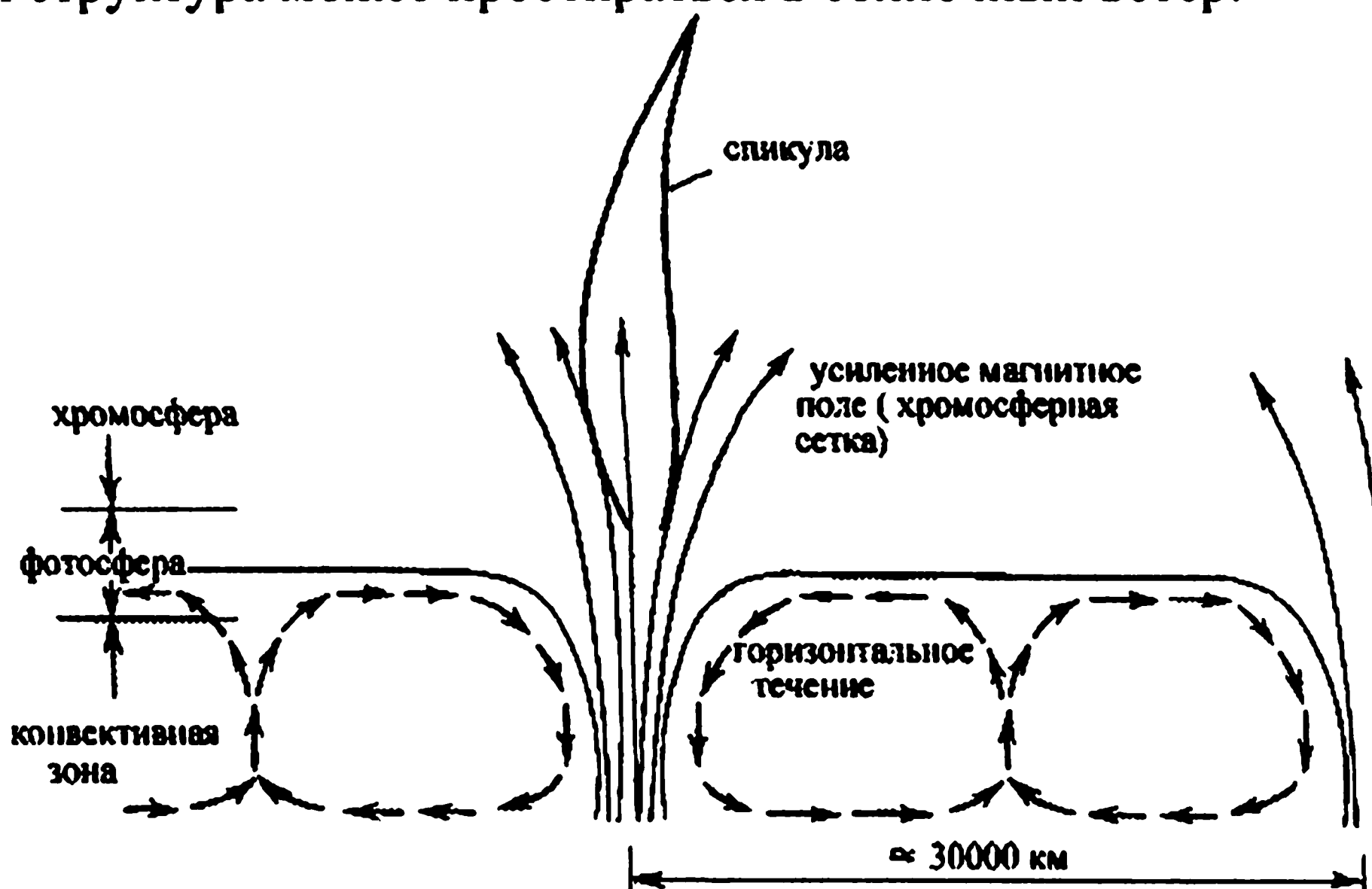


Рис. 3.2. Течения в ячейках супергрануляции

Под супергранулами должен быть ещё слой ячеек, скорость газа в которых должна быть меньше $0,1$ км/с. Их наличие объясняется из статистических свойств супергрануляции. Аналогично супергрануляции, более глубокие ячейки должны собирать поле с большей площади и концентрировать его в трубки с относительно большим потоком. Такие трубки могут объяснить сильные поля пятен и активных областей.

Структура конвективной зоны Солнца. Пусть возник элемент неоднородности с температурой выше окружающей. Поскольку в нем увеличено и давление, он быстро расширяется и начинает всплывать по закону Архимеда. В силу адиабатичности он стремится сохранить избыток тепла и в течение некоторого времени остается горячее окружающей среды, в которой уменьшение температуры происходит быстрее. Пройдя путь, сравнимый со своими размерами, конвективный элемент, попадет в окружение газа, сильно отличающегося от него по своей температуре и плотности. К этому времени элемент успевает «высветить» избыток своей энергии, а силы вязкости тормозят его подъем. Описанные предположения лежат в основе элементарной теории, позволяющей рассчитать условия в тех слоях, где должна возникать конвекция.

Охлаждение внешних слоев способствует возникновению активного перемешивания самого вещества, т. е. конвекции — наиболее эффективного способа переноса энергии. В газовой среде постоянно возникают неоднородности температуры и плотности в масштабах естественной неоднородности среды, т. е. соизмеримой с так называемой *шкалой высот* $H = R_g T / (\mu g)$. На протяжении H давление падает в e раз. В фотосфере $H \sim 300$ км, что соответствует масштабам фотосферных гранул. На глубине $200\ 000$ км температура порядка 10^5 К. Поэтому, чем глубже возникают неоднородности, тем больше их размеры. Размеры наблюдаемых структур соответствуют нескольким дискретным масштабам: от тысяч километров — в фотосферных гранулах, до десятков тысяч километров — в супергранулах хромосферы, а целая активная область соизмерима с толщиной всей конвективной зоны около $200\ 000$ км. Отсюда следует, что чем выше возник элемент неоднородности, тем меньше его размеры. Это подтверждается тем, что наблюдаемые структуры в солнечной атмосфере-

ре по своим размерам заключены в пределах от нескольких сотен до сотни тысяч километров. Так, верхний ярус конвективной зоны просматривается в фотосфере в виде ярких гранул размером $\approx 10^3$ км, создающих общую картину грануляции; супергранулы ($\approx 10^4$ км) в хромосфере отражают более глубокие слои конвективной зоны; а гигантские ячейки конвекции ($\approx 10^5$ км) соответствуют размерам активных областей и групп солнечных пятен.

Конвективная зона играет важную роль для всего Солнца, формируя вышележащие слои солнечной атмосферы, определяя их общую структуру и динамику. В целом она представляет собою как бы тепловую машину, в которой тепловая энергия частично переходит в механическую, а затем – снова в тепловую. Конвективные и турбулентные движения порождают различного вида волны, которые, распространяясь вверх в атмосферу, переносят в неё часть механической энергии, нагревая её.

§ 11. Генерация нелучистой энергии и нагрев солнечной атмосферы

Распределение температуры Солнца вдоль радиуса и в солнечной атмосфере. Звуковые волны. Энергия звуковой волны. Учет магнитного поля. Модель нагрева солнечной атмосферы

Мы рассмотрели модель Солнца со сферически-симметричным ядром, где генерируют энергию реакции ядерного синтеза. Эта энергия переносится вследствие диффузии излучения и конвекции наружу и уходит в межпланетное пространство из очень тонкой фотосферы. Предполагалось, что вещество Солнца однородно в каждом слое, т. е. при фиксированном значении радиуса не меняется ни одно из его свойств. Однако даже для спокойного Солнца это не так. Потоки газа, возникающие в конвективной зоне, создают в вышележащих слоях наблюдаемые неоднородности скорости, интенсивности излучения и напряженности магнитного поля. Основные поля упорядоченных скоростей, обнаруженные до сих пор, – это грануляция, супергрануляция и вертикальные колебания.

Конвективная турбулентность не только создает наблюдаемую неоднородность структуры вышележащих слоев атмосферы, она ответственна также за стремительный рост температуры в

хромосфере. Между солнечным ядром и фотосферой температура убывает в среднем со скоростью 23 K/км . А в хромосфере, на протяжении всего 2000 км , она подскакивает до 10^6 K со скоростью 500 K/км . Вследствие высокой температуры вещества, слои, лежащие выше фотосферы, излучают преимущественно в ультрафиолетовой и далекой ультрафиолетовой областях спектра. Их излучение можно наблюдать непосредственно только во время солнечных затмений, когда Луна закрывает фотосферу и виден узкий серпообразный слой хромосферы. В этот момент фраунгоферовы линии, обычно наблюдаемые в поглощении, видны в эмиссии наряду с многочисленными ультрафиолетовыми линиями.

Распределение температуры Солнца вдоль радиуса и в солнечной атмосфере. Так как наибольшие температуры и плотности должны быть в центральных областях Солнца, то ядерные реакции и сопровождающее их энерговыделение наиболее интенсивно происходят близ самого центра Солнца. Только здесь наряду с протон-протонной реакцией заметную роль играет углеродно-азотный цикл. По мере удаления от центра Солнца температура и плотность становятся меньше, выделение энергии за счет углеродно-азотного цикла быстро прекращается и вплоть до расстояния $0,2\text{--}0,3$ радиуса существенной остается одна протон-протонная цепочка. На расстоянии примерно от $0,3$ радиуса температура уменьшается до 5 млн. K , существенно падает и плотность. В результате ядерные реакции здесь практически не происходят. Эти слои только передают наружу излучение, возникшее на большей глубине, поглощаемое и переизлучаемое вышележащими слоями.

По мере удаления от центра общий поток излучения распределяется на большую плотность, пропорциональную квадрату радиуса. Поэтому поток на единицу площади убывает. Вместе с тем в каждой области внутри Солнца поле излучения соответствует температуре T и определяется формулой Планка. Поскольку по закону Стефана–Больцмана интегральный поток излучения пропорционален σT^4 , внутри Солнца на расстоянии r от центра (где источников энергии уже нет) произведение $4\pi r^2 \sigma T^4$ – постоянно и равно светимости Солнца L_C . Следовательно, в средних слоях Солнца температура T должна быть обратно пропорцио-

нальной $r^{1/2}$. С глубиной, в соответствии с законом смещения Вина, меняется также и спектральный состав солнечного излучения.

Зона лучистого равновесия Солнца, в которой выделение энергии за счет ядерных реакций несущественно и где происходит лишь ее перенос путем последовательных процессов поглощения и переизлучения, занимает область примерно от 0,3 до 0,7 радиуса Солнца. Выше этого уровня перенос энергии осуществляется движением самого вещества, и непосредственно под наблюдаемыми внешними слоями Солнца на протяжении около 0,3 радиуса возникает конвективная зона. Далее конвективная зона переходит в нижние слои солнечной атмосферы (фотосферу), температура которых продолжает уменьшаться. Плотность вещества в фотосфере быстро уменьшается с высотой. Внешние слои солнечной атмосферы (хромосфера и корона) оказываются разряженными еще сильнее, чем фотосфера.

В наружных слоях фотосферы, где плотность становится меньше 10^{-8} г/см³, температура достигает значений ниже 4400 К вплоть до минимальной для всей солнечной атмосферы величины около 4200 К, после чего снова начинает расти. Сначала происходит медленный рост температуры до нескольких десятков тысяч кельвинов, сопровождающийся ионизацией водорода, а затем и гелия. Эта часть солнечной атмосферы называется хромосферой.

В верхних слоях хромосферы, где плотность падает до 10^{-14} – 10^{-15} г/см³, т. е. в каждом кубическом сантиметре находится не более 10^9 атомов, происходит еще одно резкое увеличение температуры, примерно до миллиона Кельвинов. Здесь на расстоянии 2–3 тыс. км от фотосферы ($3 \cdot 10^{-3} R_c$) начинается самая внешняя и наиболее разреженная часть атмосферы Солнца, называемая солнечной короной.

Было бы естественно ожидать, что убывание температуры от солнечного ядра к фотосфере продолжается и во внешних слоях атмосферы Солнца. Тепло переносится от горячих солнечных недр в холодное межпланетное пространство, и непрерывное убывание температуры соответствовало бы привычным для нас представлениям. Однако температура резко повышается в хромосфере и достигает очень высоких значений в короне. Внешняя оболочка, которая, казалось бы, должна быть холодной, неизлу-

чающей и тонкой, оказывается горячей, светящейся и протяженной. Изменение температуры Солнца и его атмосферы в зависимости от расстояния до центра схематически представлено на рис. 3.3. Температура, опустившись в фотосфере ниже 10^4 K, начинает затем круто подниматься вверх и на протяжении около 2000 км доходит до значений, превышающих 10^6 K, т. е. сравнимых с температурой солнечного ядра.

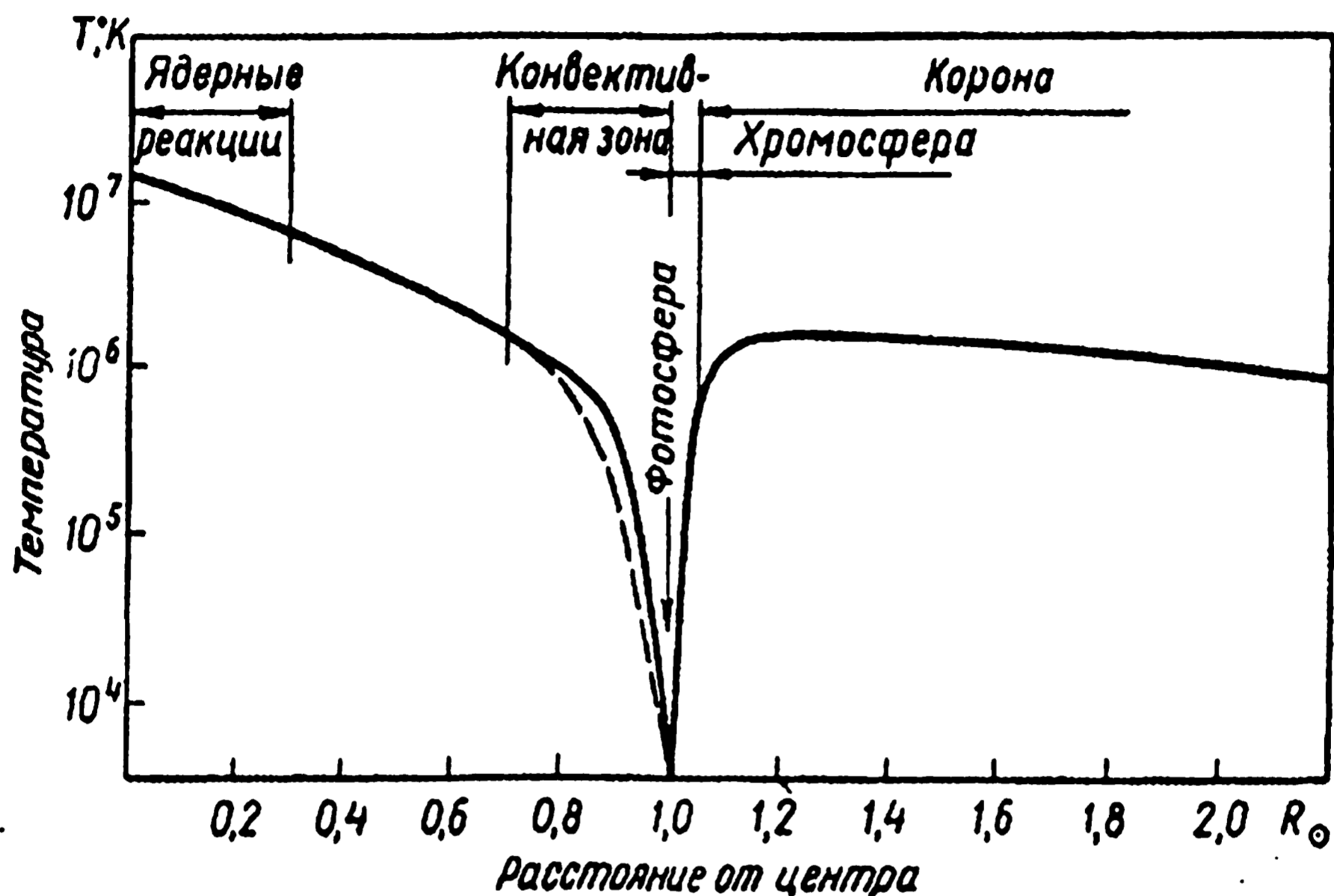


Рис. 3.3. Изменение температуры Солнца и его атмосферы в зависимости от расстояния до центра

Причиной столь сильного разогрева самых внешних слоев солнечной атмосферы является, по-видимому, механическая энергия конвективных движений, возбуждаемых подфотосферной турбулентной конвекцией. Турбулентность создает шум, или «механическую энергию», которая в виде низкочастотных звуковых волн распространяется через атмосферу и достигает внешних слоев Солнца. Часть этой энергии распространяется вверх и диссипирует в разряженном веществе хромосферы и короны, способствуя резкому возрастанию температуры.

Звуковые волны. Если в упругую среду поместить колеблющееся тело (источник колебаний), то соседние с ним частицы среды тоже придут в колебательное движение. Колебание этих частиц передается соседним частицам и т. д. Распространение возмущений в среде мы называем волновым процессом или вол-

ной. Если колебания отдельных частиц в волне происходят в направлении распространения волны, волна называется продольной. Продольная волна представляет собой чередование сгущений и разрежений в упругой среде, они возможны в газах, жидкостях и твердых телах. Механические колебания в упругих средах, частоты которых лежат в пределах приблизительно от 20 до 20 000 Гц, называются *звуковыми* (эти частоты механических колебаний способны воспринимать органы слуха).

Распространение звуковой волны есть следствие механики и свойств среды, через которую волна проходит. В основе явления лежит следующий факт: когда тело перемещается в среде, например в газе, оно вызывает изменение давления в газе, т. е. в направлении движения тела среда сжимается и возникает избыточное давление, сгущение, толкающее окружающие слои. Эти слои в свою очередь сжимаются, снова возникает избыточное давление и т. д., т. е. начинает распространяться волна. Физические явления, происходящие в звуковой волне, обладают следующими тремя свойствами:

- 1) газ движется, и плотность его меняется;
- 2) при изменении плотности меняется давление;
- 3) неравномерное распределение давления вызывает движение газа.

Решение волнового уравнения для звука показывает, что скорость звуковых волн $V_{зв}$ связана со свойствами среды, т. е. определяется относительным изменением давления P с плотностью ρ :

$$V_{зв}^2 = dP/d\rho.$$

Чтобы оценить скорость изменения давления, необходимо знать, как при этом меняется температура. Если длина волны велика по сравнению с длиной свободного пробега частиц, то поток тепла из области сгущения в область разрежения пренебрежимо мал, и ничтожная утечка тепла в звуковой волне не влияет на скорость звука. Получается, что для звука скорость изменения давления с плотностью должна вычисляться без учета отвода тепла. Это способствует адиабатическому изменению давления, для которого связь давления и плотности дается соотношением:

$$P = const \cdot \rho^\gamma,$$

где γ – показатель адиабаты, и откуда получаем $\partial P/\partial \rho = \gamma \cdot P/\rho$. Тогда для скорости звука имеем $V_{зв}^2 = \gamma \cdot P/\rho = \gamma \cdot PV/\rho V$. Используя соотношение $PV = NkT$, и учитывая, что ρV есть масса газа, которую можно записать как Nm или μ , где m – масса молекулы, а μ – молекулярный вес, получим

$$V_{зв}^2 = \gamma kT/m = \gamma RT/\mu,$$

откуда видно, что скорость звука зависит только от температуры газа и не зависит от давления или плотности. Отмечая, что $kT = m\langle v^2 \rangle/3$, где $\langle v^2 \rangle$ – средняя квадратичная скорость молекул, имеем $V_{зв} \sim \langle v \rangle$, т. е. скорость звука приблизительно есть средняя скорость молекул воздуха (корень квадратный из средней квадратичной скорости).

Энергия звуковой волны. Волны переносят энергию от одной колеблющейся частицы к другой. (Однако сами частицы при этом только колеблются около своих положений равновесия, но не движутся вместе с волной.) Энергия, переносимая волной, равна сумме кинетической энергии колеблющихся частиц и потенциальной энергии упругой деформации среды.

Энергия звуковой волны складывается из кинетической энергии движения $\rho V^2/2$, где V – скорость движения вещества (газа на фронте волны), и потенциальной энергии сжатия газа. При малых колебаниях средняя потенциальная энергия системы равна кинетической, поэтому полная энергия волны равна ρV^2 . Эта энергия распространяется со скоростью $V_{зв}$ и переносит поток энергии, равный $H_{зв} = \rho V^2 \cdot V_{зв}$.

Конвективные подфотосферные движения Солнца генерируют волны. Поскольку эти движения относительно медленные, они порождают волны малой амплитуды, т. е. звуковые. Звуковые волны, возникающие в конвективной зоне, распространяются наружу через фотосферу и нижнюю хромосферу, в пределах которых температура изменяется мало, а, следовательно, и скорость звука меняется незначительно. Чтобы поток энергии оставался при распространении волны почти постоянным, V должна увеличиваться с убыванием плотности ρ . При движении волны вверх плотность газа уменьшается, и энергия, которую несет волна, распределяется на меньшее число частиц. Поэтому амплитуда волны, идущей вверх, увеличивается. Кверху от конвективной зоны плотность уменьшается примерно в 10^4 раз на протяже-

нии первых 1000 км, т. е. скорость вещества должна возрасти до скорости звука. В результате образуется ударный фронт, причем давление за волновым фронтом оказывается выше; воздух — адиабатически сжатым, поэтому и температура его будет выше. Но скорость звука с температурой увеличивается, поэтому в области позади скачка она оказывается больше скорости звука впереди него. Изменения, происходящие в газе, перестают быть обратимыми в термодинамическом смысле, и проходящий фронт оставляет за собой газ с более высокой температурой, так как некоторая часть энергии фронта рассеивается, нагревая атмосферу. Механизм диссипации энергии обеспечивает приток ее в хромосферу и корону.

Учет магнитного поля. В действительности положение сложнее, чем здесь представлено, прежде всего, из-за присутствия на Солнце магнитных полей. При наличии магнитного поля в проводящей среде, могут распространяться волны другого типа, открытые Х. Альвеном. По своим физическим свойствам волны Альвена сильно отличаются от звуковых волн. В звуковых волнах газ смещается в продольном направлении, т. е. параллельно направлению распространению волны. Импульс давления сжимает газ, находящийся на пути волны, и тем самым распространяется дальше. В волне Альвена газ смещается в поперечном направлении, т. е. перпендикулярно направлению распространения волны. Примером волны с поперечным движением вещества может служить распространение импульса вдоль натянутого резинового шнура, если потряхнуть его конец. Роль такого шнура играют силовые линии магнитного поля. Поперечные альвеновские волны распространяются вдоль направления магнитного поля со скоростью

$$V_A = \frac{\bar{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} .$$

$B^2/4\pi$ имеет смысл магнитного давления P_m . Таким образом, квадрат скорости распространения волны Альвена вдоль магнитного поля равен P_m/ρ аналогично квадрату скорости распространения звуковых волн, равному $\gamma \cdot P/\rho$.

При взаимодействии в магнитном поле продольных звуковых волн с поперечными альвеновскими возникают волны трех типов: ускоренная волна, замедленная волна и результирующая

альвеновская, обладающая теми же свойствами, что и певона-
 чальная. Две другие являются по существу «гибридными», и их
 свойства зависят от соотношения скоростей первоначальных
 альвеновской и звуковой волн, а также от угла между направле-
 нием их распространения и направлением магнитного поля.

Модель нагрева солнечной атмосферы. Модель распро-
 странения и диссипации волновой энергии в атмосфере Солнца
 приведена на рис. 3.4.

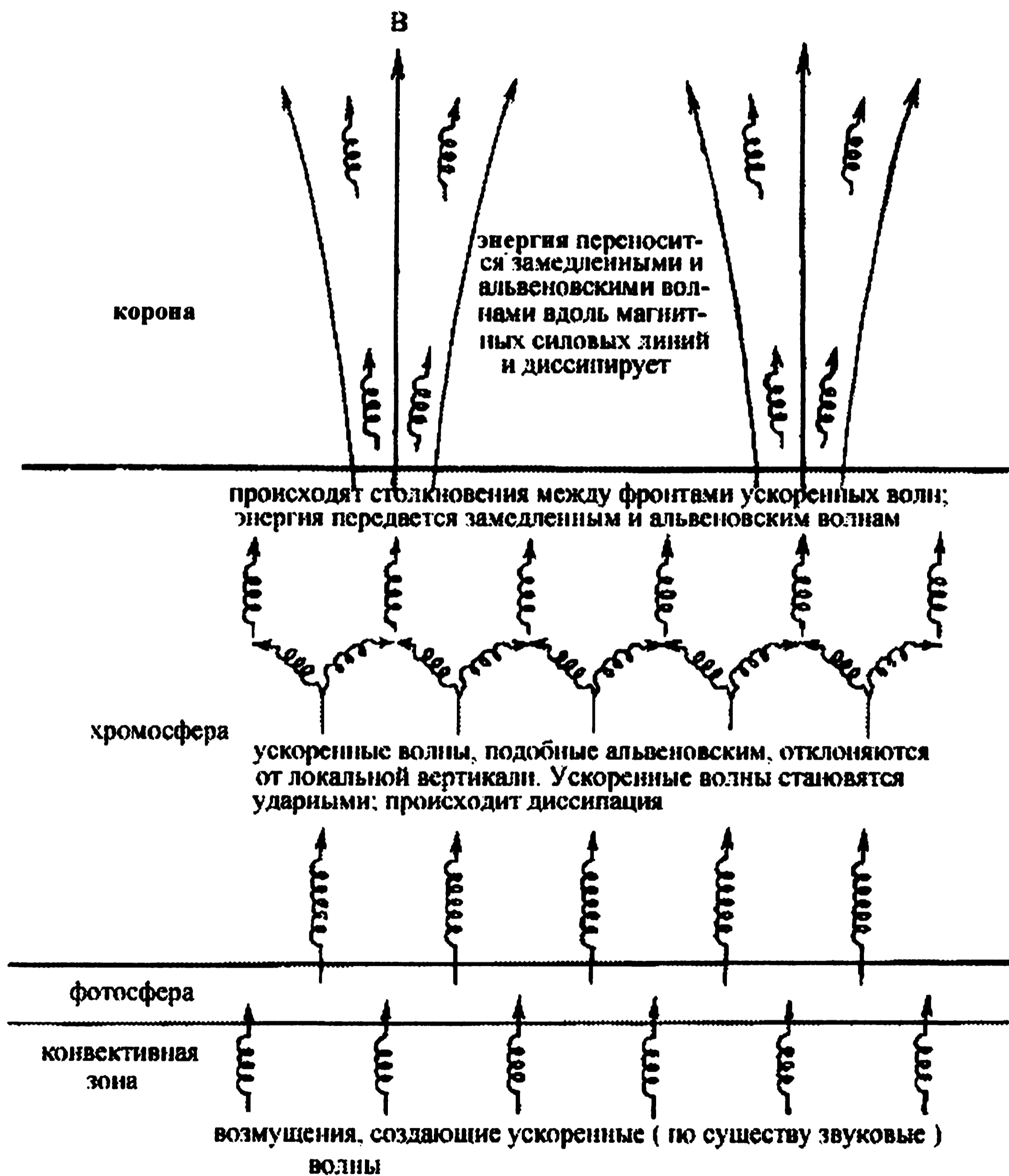


Рис. 3.4. Модель нагрева солнечной атмосферы

В этой модели звук, возникающий в конвективной зоне, распространяется вверх в виде ускоренных волн типа звуковых. Возникающие одновременно замедленные волны очень быстро затухают. В нижней хромосфере вследствие убывания плотности ускоренные волны превращаются в ударные и значительная часть их энергии диссипирует, нагревая хромосферу. В более высоких слоях хромосферы ускоренные волны становятся подобными альвеновским, отклоняются вследствие рефракции от вертикали, сталкиваются между собой. Отклонение волн от вертикали обусловлено следующей причиной. Поскольку $V_A \sim \rho^{-1/2}$, а плотность ρ убывает с высотой, верхняя часть волнового фронта распространяется быстрее, поэтому направление распространения все больше приближается к горизонтальному. Плотность убывает наружу очень быстро, и этот эффект должен сильно сказываться на волнах с малой амплитудой, подчиняющихся законам геометрической оптики. В результате столкновений энергия передается замедленным и чисто альвеновским волнам, которые распространяются затем вдоль магнитного поля без отклонений и диссипируют в верхней хромосфере и короне, нагревая их. Однако сложность теории магнитогидродинамических волн и физических условий, к которым она применяется, таковы, что объяснить столь простой моделью весь процесс нагрева солнечной атмосферы представляется затруднительным, и эта область физики Солнца открыта для дальнейших исследований.



АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД

§ 12. Лучистое равновесие звездных фотосфер

Задача теории фотосфер. Состояние лучистого равновесия. Уравнение переноса излучения. Уравнение лучистого равновесия. Теория фотосфер при коэффициенте поглощения, не зависящем от частоты ($\alpha_\nu = \alpha$). Приближенное решение уравнений. Метод Шварцшильда–Шустера. Распределение яркости по диску звезды

Задача теории фотосфер. Основную информацию об астрофизических объектах можно получить из анализа их излучения. У звезд это излучение выходит из их поверхностных слоев – из звездных атмосфер. О свойствах более глубоких слоев звезды можно судить только на основании теории, но исходные данные для теоретических расчетов и для их проверки дает наблюдаемое излучение, выходящее из атмосфер. Исследование излучения звезды – это исследование ее спектра. Характер спектра звезд определяется в конечном счете физическими и химическими свойствами звездных атмосфер (температурой, давлением, составом). Основная задача теории атмосфер – определить из наблюдаемых спектральных данных физические условия в атмосферах и химический состав звезд. Для этого необходимо выяснить, какие процессы порождают кванты света, доходящие до нас, как зависят эти процессы от физических условий и как образуются спектральные линии в звездных атмосферах. Поскольку эта задача состоит в анализе поля излучения, то, прежде всего, определим слой звезды, дающий основную часть ее видимого излучения, и рассмотрим уравнения, характеризующие поле излучения.

Фотосферой звезды называется слой, от которого доходит до наблюдателя излучение в видимом диапазоне. Выше фото-

сферы расположены хромосфера и корона. Для фотосферы характерен спектр поглощения, т. е. непрерывный спектр с темными линиями поглощения. Расположенные над фотосферой более прозрачные слои – хромосфера и корона – не влияют существенно на излучение звезды и могут детально изучаться пока только у Солнца.

Задачей теории фотосфер является анализ поля излучения в фотосфере звезды. В частности, теория должна давать распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Из сравнения теоретических спектров с наблюдаемыми делается заключение о физическом строении звездных фотосфер, т. е. решение этой задачи связано с нахождением зависимости плотности ρ , температуры T и давления P от глубины τ .

Состояние лучистого равновесия. В основу теории фотосфер положены следующие предположения.

1. В фотосфере нет источников и стоков энергии, т. е. энергия вырабатывается в недрах звезды и через фотосферу переносится наружу. Это предположение не вызывает сомнения, т. к. физические условия в фотосферах не сильно отличаются от условий достижимых в земных лабораториях, а при таких условиях генерация огромных количеств энергии невозможна.

2. Перенос энергии в фотосфере осуществляется в основном путем лучеиспускания. Уже в первых исследованиях по теории фотосфер было установлено, что перенос энергии теплопроводностью не играет существенной роли вследствие малости коэффициента теплопроводности газов. Перенос энергии конвекцией может иметь значение лишь для отдельных мест в фотосфере.

3. Звезда находится в стационарном состоянии. Это предположение не может быть принято только для очень небольшой группы звезд, обнаруживающих быстрые изменения яркости и спектра (например, новые, сверхновые и т. п.). Мы такие звезды рассматривать не будем.

Про среду, в которой осуществляются перечисленные предположения, говорят, что она находится в состоянии лучистого равновесия, а теорию, основанную на этих предположениях, называют теорией лучистого равновесия. Рассмотрим основные уравнения теории.

Уравнение переноса излучения. Возьмем элементарный цилиндр, ось которого совпадает с направлением излучения. Пусть площадь основания цилиндра равна $d\sigma$, а высота ds . Пусть на площадку $d\sigma$, расположенную перпендикулярно к направлению излучения, падает излучение интенсивности I_ν внутри телесного угла $d\omega$ в интервале частот $\nu + d\nu$ в течение времени dt .

1. Количество энергии, входящей в цилиндр, равно

$$I_\nu d\sigma d\omega d\nu dt.$$

2. Если среда способна поглощать излучение, то на пути ds из указанного количества энергии будет поглощена некоторая доля, пропорциональная ds . Мы обозначим эту долю $\alpha_\nu ds$. Таким образом, количество поглощенной энергии на пути ds будет равно

$$\alpha_\nu ds I_\nu d\sigma d\omega d\nu dt.$$

Величина α_ν называется коэффициентом поглощения, а т. к. доля поглощенной энергии $\alpha_\nu ds$ есть величина безразмерная, то коэффициент α_ν имеет размерность обратную длине. Заметим, что α_ν зависит от частоты излучения и координат данной точки, но не зависит от направления (в изотропной среде).

3. Если среда способна также излучать энергию, то количество энергии, излученное объемом dV , обозначим как

$$\varepsilon_\nu d\sigma ds d\omega d\nu dt.$$

Здесь ε_ν называется коэффициентом излучения. Следовательно, коэффициент излучения есть количество энергии, излучаемое единичным объемом в единичном телесном угле в единичном интервале частот за единицу времени. Коэффициент излучения зависит от частоты ν , координат данной точки и, вообще говоря, от направления излучения.

Считая величины α_ν и ε_ν заданными, найдем, как меняется интенсивность излучения вдоль луча.

4. Обозначим интенсивность выходящего из цилиндра излучения через $I_\nu + dI_\nu$. Тогда количество энергии, выходящей из цилиндра, есть

$$(I_\nu + dI_\nu) d\sigma d\omega d\nu dt.$$

Разница между количествами энергии, входящей и выходящей из цилиндра, возникает как за счет поглощения энергии в цилиндре, так и за счет испускания энергии цилиндром. Таким образом, после необходимых сокращений получаем:

$$(dI_\nu/ds) = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu.$$

В общем случае, если излучение идет под углом θ к нормали вдоль направления $dr = ds \cdot \cos\theta$, то уравнение переноса запишется как

$$\cos \theta (dI_\nu / dr) = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu. \quad (4.1)$$

Это и есть искомое уравнение. Оно показывает, как меняется интенсивность излучения при прохождении через поглощающую и излучающую среду.

Введем понятие оптической глубины. При исследовании переноса излучения в любой среде целесообразно переходить от геометрических расстояний к оптическим расстояниям. В нашем случае удобно ввести оптическую глубину τ , определяемую формулой

$$\tau = \int_0^\infty \alpha_\nu dr.$$

Это некоторая безразмерная величина, которая характеризует степень непрозрачности слоя вещества для излучения. Отметим, что оптическая глубина возрастает от границы внутрь. В случае, когда происходит только поглощение излучения и нет испускания лучистой энергии, интенсивность выходящего излучения I связана с интенсивностью падающего I_0 по закону

$$I = I_0 \cdot \exp(-\tau).$$

Слой единичной оптической толщины ослабляет интенсивность проходящего через него излучения в $e \approx 2,7$. Слой вещества, для которого $\tau > 1$, называется оптически толстым, для излучения такой слой практически непрозрачен. Слой с $\tau < 1$ называется оптически тонким.

В простейшем случае однородного вещества оптическая толщина определяется, как произведение эффективного сечения σ (см^2) взаимодействия частицы с излучением на концентрацию поглощающих частиц n (см^{-3}) и на геометрическую толщину слоя (см). Величину $k = \sigma \cdot n$ называют объемным коэффициентом поглощения. Так как эффективное сечение и, следовательно, длина свободного пробега частицы в среде зависит от вида излучения, один и тот же слой вещества может быть оптически толстым для одного вида излучения и тонким для другого. Например, внутри звезды длина пробега для квантов света составляет несколько сантиметров, тогда как для нейтрино, которые рождаются при

термоядерных реакциях в центре звезды, длина пробега при звездных плотностях состояния вещества значительно больше.

Уравнение лучистого равновесия. Полученное уравнение переноса излучения (4.1) позволяет находить интенсивность излучения I_ν , если известны коэффициент излучения ϵ_ν и коэффициент поглощения α_ν . Однако обычно в задачах о переносе излучения коэффициент излучения ϵ_ν не является заданным, а зависит от количества лучистой энергии поглощенной элементарным объемом, т. е. от величин α_ν и I_ν . Чтобы найти эту зависимость надо рассмотреть энергетические процессы, происходящие в элементарном объеме данной среды. Поскольку в фотосфере нет источников энергии и, вырабатываемая внутри звезды энергия переносится через фотосферу лучеиспусканием, следовательно, излучение каждого элементарного объема фотосферы происходит за счет поглощаемой им лучистой энергии. Предполагая стационарность фотосферы, мы можем сказать, что каждый элементарный объем фотосферы излучает столько энергии, сколько поглощает. Такое состояние называется состоянием лучистого равновесия. Дадим математическую формулировку условия лучистого равновесия. Для этого найдем количество лучистой энергии, поглощаемое элементарным объемом и количество энергии, излучаемое этим объемом. Возьмем элементарный объем с площадью основания $d\sigma$ и высотой dr . Пусть на этот объем падает излучение интенсивности I_ν внутри телесного угла $d\omega$ в направлении, образующем угол θ с нормалью к основанию. Количество энергии, падающей на объем, будет равно

$$I_\nu \cdot d\sigma \cdot \cos\theta \cdot dv \cdot d\omega \cdot dt.$$

Так как путь, проходимый излучением в объеме, равен $dr \sec \theta$, то из общего количества падающей на объем энергии будет поглощаться в нем доля $\alpha_\nu \cdot dr \cdot \sec\theta$. Следовательно, количество поглощенной энергии будет равно

$$d\sigma \cdot dr \cdot dt \cdot \alpha_\nu \cdot I_\nu \cdot dv \cdot d\omega.$$

Чтобы получить полное количество поглощенной объемом энергии, надо проинтегрировать это выражение по всем частотам и по всем направлениям. Находим, что полное количество поглощаемой объемом энергии есть

$$d\sigma \cdot dr \cdot dt \cdot \int_0^\infty \alpha_\nu dv \int_{4\pi} I_\nu d\omega. \quad (a)$$

Количество энергии, излучаемое объемом

$$\varepsilon_\nu \cdot d\sigma \cdot dr \cdot d\omega \cdot d\nu \cdot dt .$$

Так как энергия в непрерывном спектре излучается элементарным объемом с одинаковой вероятностью во все стороны, то для полного количества энергии, излучаемого этим объемом, имеем

$$4\pi \cdot d\sigma \cdot dr \cdot dt \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu . \quad (6)$$

Приравнивая друг к другу выражения (а–б), находим

$$4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \int_0^\infty \alpha_\nu d\nu \int_{4\pi} I_\nu d\omega . \quad (4.2)$$

Уравнение (4.2) называется уравнением лучистого равновесия. Уравнения переноса излучения и лучистого равновесия принадлежат к числу основных уравнений звездных фотосфер. Задача заключается в совместном их решении.

Теория фотосфер при коэффициенте поглощения, не зависящем от частоты ($\alpha_\nu = \alpha$). Первоначально в теории фотосфер делалось предположение о независимости коэффициента поглощения от частоты, ведущее к существенному упрощению теории. В дальнейшем, однако, было установлено, что это предположение является весьма грубым. Тем не менее, теория фотосфер при α_ν , не зависящем от ν , продолжает сохранять свое значение, т. к. она может рассматриваться как первое приближение к более строгой теории.

Считая, что коэффициент поглощения не зависит от частоты (т. е. $\alpha_\nu = \alpha$) вместо уравнения переноса излучения (4.1) и уравнения лучистого равновесия (4.2) получим

$$\cos\theta \cdot (dI_\nu / dr) = -\alpha I_\nu + \varepsilon_\nu , \quad (4.3.1)$$

$$4\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \alpha \int_{4\pi} d\omega \int_0^\infty I_\nu d\nu . \quad (4.3.2)$$

Введем обозначения

$$\int_0^\infty I_\nu d\nu = I; \quad \int_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu = \varepsilon;$$

Величину I можно назвать полной интенсивностью излучения, а величину ε – полным коэффициентом излучения. Проинтегрировав уравнение (4.3.1) по всем частотам, находим

$$\cos\theta \cdot (dI / dr) = -\alpha I + \varepsilon , \quad (4.4.1)$$

а уравнение (4.3.2) перепишем в виде

$$4\pi\varepsilon = \alpha \int_{4\pi} I d\omega . \quad (4.4.2)$$

При исследовании переноса излучения в любой среде целесообразно переходить от геометрических расстояний к оптическим. В данном случае удобно ввести оптическую глубину τ , определяемую формулой

$$\tau = \int_r^{\infty} \alpha \cdot dr ,$$

и положим также $\varepsilon = \alpha s$. Тогда уравнения (4.4) принимают вид $\cos\theta \cdot (dI/d\tau) = I - s$

$$s = \int I \cdot d\omega / 4\pi \quad (4.5)$$

Мы получили два уравнения для определения двух неизвестных функций I и s . В системе уравнений (4.5) величина I является функцией от τ и θ , т. е. $I = I(\tau, \theta)$, а величина $s = s(\tau)$. Учитывая, что в сферической системе координат с полярной осью, направленной по внешней нормали к площадке $d\sigma$, элемент телесного угла $d\omega = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ и производя интегрирование по φ в пределах от 0 до 2π , вместо (4.5) получаем

$$\begin{aligned} \cos\theta \cdot dI(\tau, \theta)/d\tau &= I(\tau, \theta) - s(\tau) \\ s(\tau) &= 1/2 \int_0^{\pi} I(\tau, \theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta . \end{aligned} \quad (4.6)$$

К системе уравнений (4.6) необходимо добавить граничное условие. Оно выражает тот факт, что нет излучения, падающего на звезду извне, т. е.

$$I(0, \theta) = 0, \text{ при } \theta > \pi/2 . \quad (4.7)$$

Кроме того, для получения вполне определенного решения системы уравнений (4.6) при граничном условии (4.7), следует задать еще полный поток излучения в фотосфере, равный

$$L / 4\pi R^2 , \quad (4.8)$$

где L – светимость, а R – радиус звезды. Системы уравнений типа (4.6) часто встречаются в астрофизике. С такими же уравнениями приходится иметь дело и в геофизике (при изучении рассеяния света в земной атмосфере). К аналогичным уравнениям приводят и некоторые приближения физики (например, проблема физики нейтрино). Поэтому системы уравнений типа (4.6) были предметом многочисленных исследований и для их решений предложен ряд методов.

Приближенное решение уравнений. Метод Шварцшильда–Шустера. Это приближенный метод, основанный на усреднении интенсивности излучения по направлениям. Обозначим через $I_1(\tau)$ среднюю интенсивность излучения, идущего снизу вверх и через $I_2(\tau)$ – среднюю интенсивность излучения, идущего сверху вниз. Эти величины равны:

$$\begin{aligned} I_1(\tau) &= \int_0^{\pi/2} I(\tau, \theta) \sin \theta d\theta \\ I_2(\tau) &= \int_{\pi/2}^{\pi} I(\tau, \theta) \sin \theta d\theta. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Умножая первое из уравнений (4.6) на $\sin \theta d\theta$ и интегрируя в пределах от 0 до $\pi/2$, получим

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^{\pi/2} I(\tau, \theta) \cos(\theta) \sin \theta d\theta = I_1(\tau) - s(\tau). \quad (4.10)$$

Интеграл в левой части этого уравнения приближенно представим в виде

$$\int_0^{\pi/2} I(\tau, \theta) \cos(\theta) \sin \theta d\theta = 1/2 I_1(\tau), \quad (4.11)$$

т. е. вынесем за знак интеграла среднее значение $\cos \theta$ в верхней полусфере, равное $1/2$. Тогда вместо (4.10) будем иметь

$$\frac{1}{2} \frac{dI_1(\tau)}{d\tau} = I_1(\tau) - s(\tau). \quad (4.12)$$

Умножая первое из уравнений (4.6) на $\sin \theta d\theta$ и интегрируя, в пределах от $\pi/2$ до π , аналогично находим

$$-\frac{1}{2} \frac{dI_2(\tau)}{d\tau} = I_2 - s(\tau). \quad (4.13)$$

Второе из уравнений (4.6) при помощи величин $I_1(\tau)$ и $I_2(\tau)$ переписется как:

$$s(\tau) = 1/2 [I_1(\tau) + I_2(\tau)]. \quad (4.14)$$

Из системы уравнений (4.6) мы приближенно перешли к системе уравнений (4.12–4.14), которая решается. Складывая почленно (4.12) и (4.13) и пользуясь (4.14), находим

$$I_1(\tau) - I_2(\tau) = F, \quad \text{где } F = \text{const}. \quad (4.15)$$

Вычитая (4.13) из (4.12) и учитывая (4.15), находим

$$I_1(\tau) + I_2(\tau) = 2F\tau + C^*, \quad \text{где } C^* = \text{const}. \quad (4.16)$$

Для определения постоянных F и C обратимся, прежде всего, к граничному условию (4.7). В данном случае оно означает, что $I_2(0) = 0$. Находим из (4.15) и (4.16) величину $I_2(0)$ и, пользуясь этим условием, имеем:

$$C = F. \quad (4.17)$$

Что касается постоянной F , то она выражается через полный поток излучения H , который постоянен в фотосфере и дается формулой (4.8). По определению, полный поток излучения равен

$$H = 2\pi \int_0^\pi I(\tau, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta.$$

В принятом приближении

$$H = 2\pi \left[\frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} I(\tau, \theta) \sin\theta d\theta - \frac{1}{2} \int_{\pi/2}^\pi I(\tau, \theta) \sin\theta d\theta \right] = \pi [I_1(\tau) - I_2(\tau)]. \quad (4.18)$$

Сравнивая (4.18) с (4.15), получаем

$$H = \pi F. \quad (4.19)$$

Подстановка (4.16) и (4.17) в (4.14) дает одну из искомых функций:

$$s(\tau) = F(\tau + 1/2). \quad (4.20)$$

Другая искомая функция $I(\tau, \theta)$ выражается через $s(\tau)$ при помощи первого из уравнений (4.6).

Распределение яркости по диску звезды. Знание функции $s(\tau)$ позволяет определить интенсивность излучения на любой оптической глубине. В частности, мы можем найти интенсивность излучения, выходящего из звезды, т. е. величину $I(0, \theta)$.

Очевидно, что интенсивность излучения, выходящего из фотосферы под углом θ к нормали, представляет собой яркость диска звезды на угловом расстоянии θ от центра диска.

Поэтому величиной $I(0, \theta)$ дается распределение яркости по диску звезды. Для излучения, выходящего с верхней границы атмосферы, решение уравнения переноса имеет вид

$$I(0, \theta) = \int_0^\infty s(\tau) e^{-\tau \sec\theta} \sec\theta \cdot d\tau.$$

Как следует из этого равенства, выходящее из атмосферы излучение представляет собой излучение всех точек рассматриваемого объема, ослабленное непрозрачностью.

Пользуясь для функции $s(\tau)$ формулой (4.20), полученной в приближении Шварцшильда–Шустера, находим

$$I(0, \theta) = F(1/2 + \cos\theta)$$

Для отношения яркости в центре диска к яркости на краю, т. е. для величины $I(0,0)/I(0,\pi/2) = 3$, получим, как мы увидим в дальнейшем, точное значение равное 2,9. Яркость в центре значительно больше яркости на краю.

Приведенный теоретический закон распределения яркости по диску звезды, в общем, подтверждается наблюдательными данными. Эти данные получены в основном при изучении Солнца. Некоторые сведения о потемнении диска звезды при переходе от центра к краю дает также анализ кривых изменения блеска затменных переменных, когда одна звезда закрывает другую и по свечению оставшейся незакрытой части диска звезды можно судить о распределении яркости по диску.

Чем объясняется потемнение диска звезды к краю? Поясним это на рис. 4.1. Наблюдаемое излучение вдоль луча зрения (жирные отрезки) в основном приходит от слоя, расположенного на *оптической глубине* $\tau = 1$ (штриховая линия). Вблизи центра диска, где угол θ_1 мал, излучение приходит к наблюдателю из более глубоких слоев, чем на краю видимого диска, где наблюдается излучение, приходящее по лучу зрения под углом θ_2 к радиусу, и уровень $\tau = 1$ соответствует более внешним и более холодным слоям.

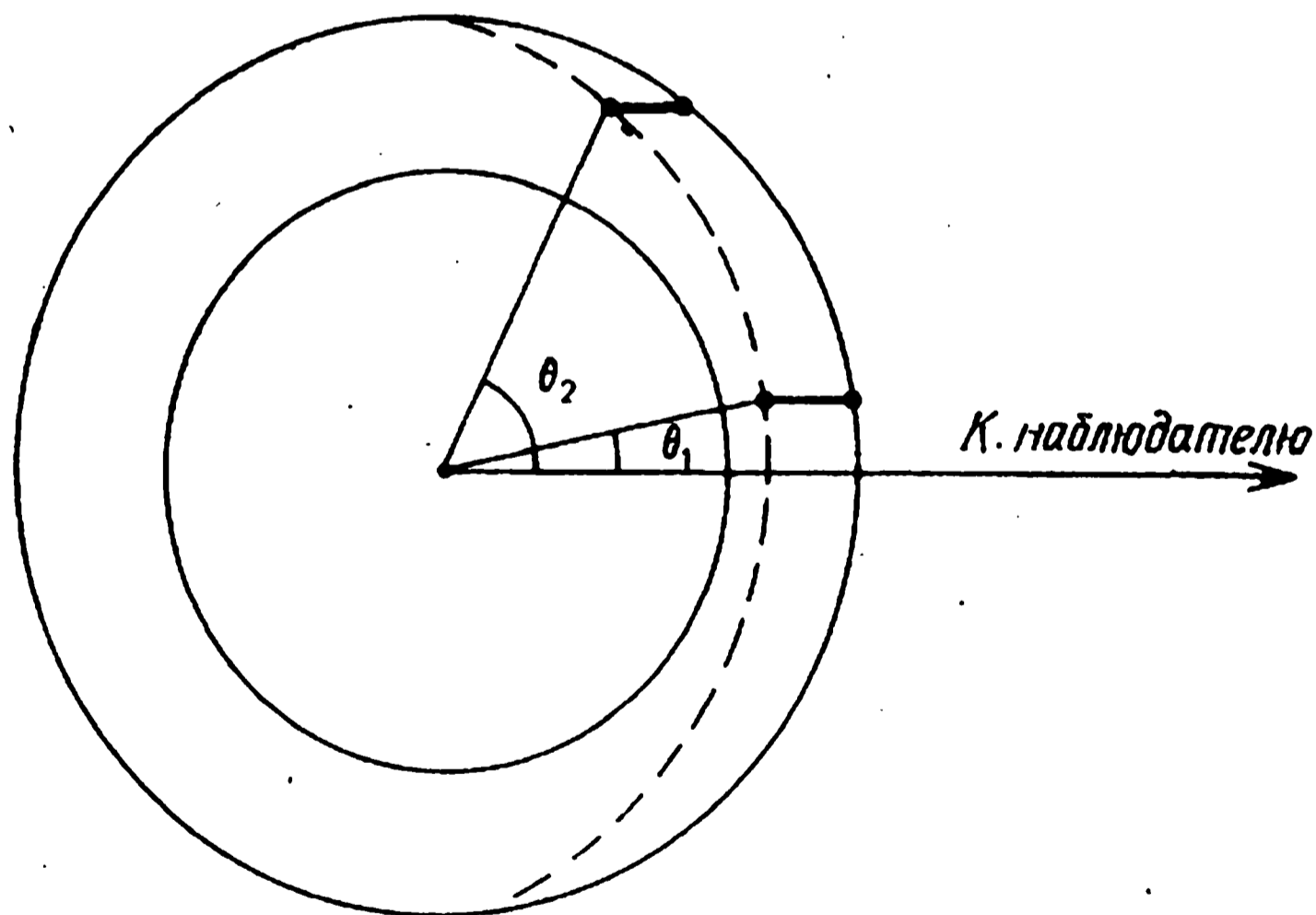


Рис. 4.1. Объяснение потемнения диска звезды к краю

Как видим, потемнение диска звезды к краю объясняется тем, что в фотосфере происходит рост температуры с глубиной, и когда функция эта найдена, то можно определить и зависимость

давления от оптической глубины τ , а затем перейти к геометрической глубине и тем самым построить модель фотосферы звезды.

Таким образом, теоретические расчеты хорошо подтверждаются наблюдениями, что говорит о правильности представлений о процессах в звездных фотосферах.

§ 13. Излучение и поглощение в непрерывном спектре

Локальное термодинамическое равновесие.

Механизмы поглощения и излучения в непрерывном спектре.

Поглощение атомами водорода.

Поглощение в звездах различных спектральных классов.

Модели звездных фотосфер и наблюдаемые следствия теории

Локальное термодинамическое равновесие. В теории непрерывного спектра кроме указанных двух основных уравнений широко используются законы Кирхгофа и Планка, выполнимые в условиях термодинамического равновесия. Система, находящаяся в термодинамическом равновесии, характеризуется определенной температурой. Температура звезды растет с глубиной, о чем свидетельствует перенос энергии из недр наружу, и в результате мы наблюдаем излучение звезд, т. е. поток выходящего излучения, который не равен нулю. Поэтому звезда в целом не находится в термодинамическом равновесии. Но благодаря высокой непрозрачности вещества фотосферы, каждый ее элемент находится в лучистом взаимодействии лишь с ближайшими элементами, которые работают как термостат, т. е. экранируют рассматриваемый элемент от всей фотосферы. Таким образом, можно считать, что в каждом элементе фотосферы существует термодинамическое равновесие со своим собственным значением температуры. На такой гипотезе о *локальном термодинамическом равновесии (ЛТР)* и основано применение законов излучения абсолютно черного тела к фотосфере.

Термодинамическое равновесие характеризуется уравниванием противоположных процессов, т. е. каждый прямой процесс уравнивается обратным. Например, число переходов, переводящих атомы с уровня n на уровень n' , равно числу переходов с n' на n ; число ионизаций с уровня n равно числу захватов на тот же уровень и так далее, т. е. соблюдается условие детальной балансировки.

В таких условиях интенсивность излучения не должна зависеть ни от направления, ни от координат, ни от свойств излучающей полости. Если бы это было не так, то совершался бы переход энергии из одного места в другое в некоторых направлениях. Следовательно, интенсивность излучения при термодинамическом равновесии является функцией только частоты ν и температуры T . Обозначим ее через $B_\nu(T)$. Применим к данному случаю уравнение переноса излучения (4.1). В данном случае $dl_\nu/dr = dB_\nu(T)/dr = 0$, из (4.1) следует $\varepsilon_\nu/\alpha_\nu = B_\nu(T)$. Это известный в физике закон Кирхгофа: при термодинамическом равновесии отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения равно интенсивности излучения, являющейся универсальной функцией от частоты и температуры.

Выражение для интенсивности излучения при термодинамическом равновесии определяется формулой Планка

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

где h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света, ν – частота излучения, T – температура.

Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела, описываемое формулой Планка, графически получено для разных значений температур (см. рис. 1.1). Из рисунка видно, что все планковские кривые имеют заметно выраженный максимум, приходящийся на длину волны

$$\lambda_{max} = b/T,$$

где $b = 0,29 \text{ см} \cdot \text{град}$. Это закон смещения Вина: с увеличением температуры максимум излучения абсолютно черного тела смещается в коротковолновую область спектра.

По мере увеличения температуры меняется не только цвет излучения, но и его мощность, которая пропорциональна четвертой степени температуры, т. е. каждый квадратный сантиметр поверхности абсолютно черного тела излучает за 1 с по всем направлениям на всех частотах энергию

$$\varepsilon = \pi B_\nu(T) = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана.

Если вещество находится в состоянии локального термодинамического равновесия, то имеет место Максвелла распределение скоростей

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv,$$

а также справедлива формула Больцмана, определяющая распределение атомов по дискретным уровням,

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_i - \chi_1}{kT}},$$

где $\chi_1 - \chi_i$ представляет собой энергию возбуждения i -го уровня. При данной температуре и плотности важно знать не только число атомов в различных возбужденных состояниях, но и относительные числа нейтральных и ионизованных атомов. Состояние ионизации в недрах звезд, где условия приближаются к термодинамическому равновесию, определяется формулой, полученной индийским астрофизиком Саха.

$$\frac{n_e n^+}{n_1} = 2 \frac{g^+}{g_1} \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}},$$

где n_e – число свободных электронов, n^+ – число однократно ионизованных атомов, n_1 – число нейтральных атомов.

Когда мы пишем выражение, содержащее температуру T (формула Планка, формула Саха и т. д.), то фактически каждый раз вводим новый параметр, и только при термодинамическом равновесии все эти температуры равны между собой. В этом смысле условия в фотосфере очень благоприятны – здесь значения различных температур достаточно мало отличаются друг от друга.

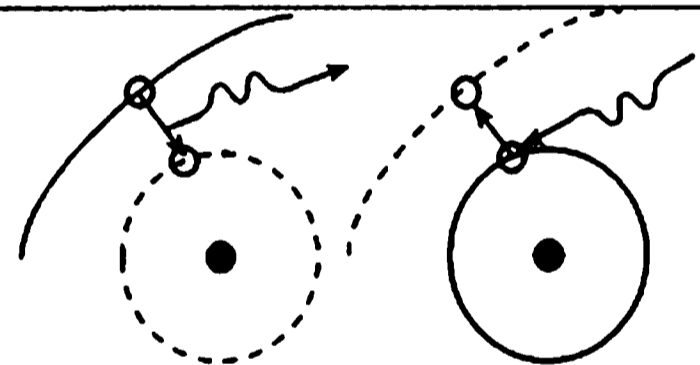
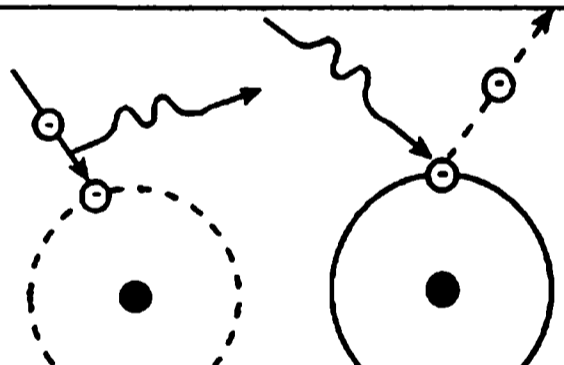
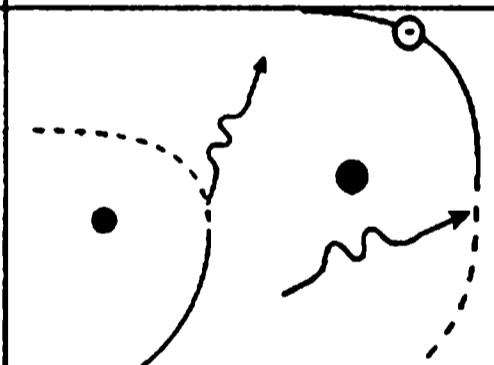
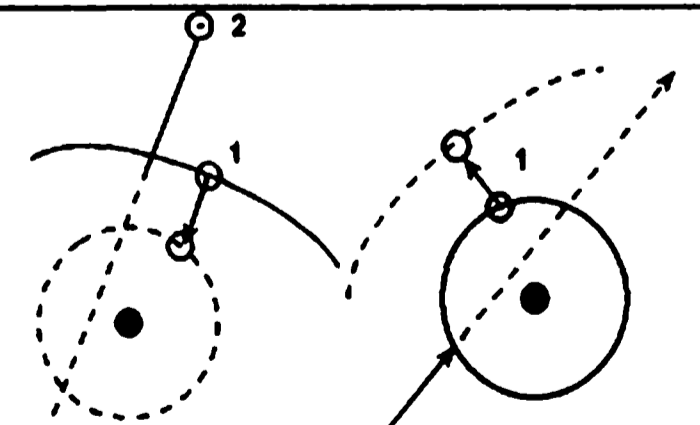
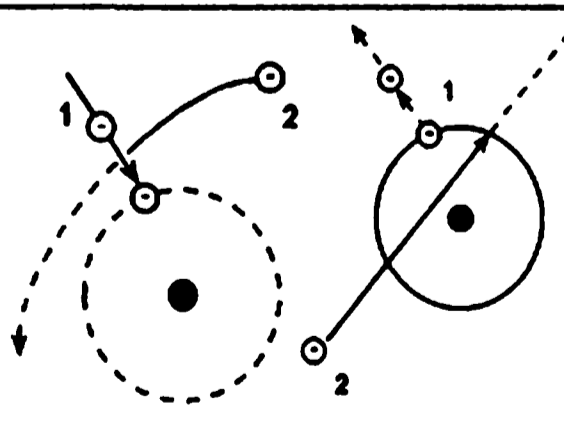
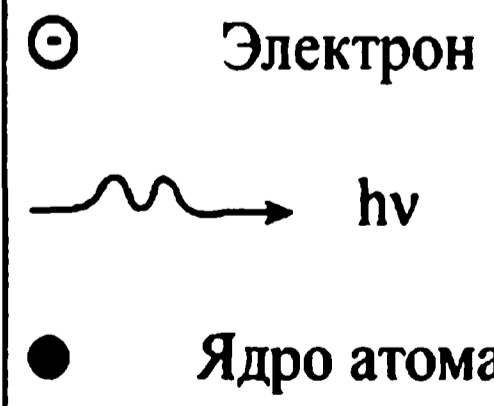
Механизмы поглощения и излучения в непрерывном спектре. Кванты света, как и других видов электромагнитного излучения, рождаются и гибнут при взаимодействии с атомами и ионами. Вспомним физические процессы, с которыми связано излучение и поглощение энергии в непрерывном спектре.

Основной постулат квантовой теории утверждает, что атом может существовать в некоторых определенных устойчивых состояниях с заданной величиной энергии: $E_1, E_2 \dots E_n$ и если атом переходит скачком из состояния с энергией E_2 в состояние E_1 , то он излучает энергию $h\nu = E_2 - E_1$. Эти значения энергии отрицательны ($E_i < 0$), и в таких состояниях электрон связан с атомом. При переходах атома между такими состояниями происходит излучение и поглощение квантов в спектральных линиях, а атомы, способные излучать, называются возбужденными.

Энергию, необходимую для перехода в возбужденное состояние, атомы могут получить при поглощении энергии излучения или при столкновении с другими частицами, которые теряют при этом часть своей кинетической энергии. Также, атом может находиться в состоянии с положительной энергией ($E > 0$), когда электрон не связан с атомом. Положительные энергетические уровни атома расположены непрерывно. Переход атома из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией называется ионизацией, при этом от атома отрывается один или несколько внешних электронов. Как и возбуждение, ионизация может вызываться столкновением с какой-нибудь быстрой частицей или поглощением кванта высокой энергии (например, кванта ультрафиолетового излучения). Если энергия ионизирующей частицы или кванта превышает энергию ионизации, то оторванный электрон увеличивает соответственно свою кинетическую энергию, вследствие чего увеличивается энергия теплового движения газа, а, следовательно, и его температуры. В табл. 4.1 схематически представлены типы элементарных процессов, связанных с изменением энергии атомов.

Таблица 4.1

Типы поглощения

		Связанно-связанные	Свободно-связанные	Свободно-свободные
Элементарные процессы	Фотоэлектрические	 <p>Спонтанное излучение Возбуждение излучением</p>	 <p>Рекомбинация Фотоионизация</p>	 <p>Излучение Поглощение</p>
	Ударные	 <p>Удар второго рода Возбуждение ударом</p>	 <p>Тройное столкновение Ионизация ударом</p>	 <p>Электрон $h\nu$ Ядро атома</p>

В частично ионизированном газе присутствуют помимо квантов излучения, по крайней мере, частицы трех типов: нейтральные атомы, ионы и свободные электроны. Постоянные столкновения между этими частицами сопровождаются элементарными процессами, для многих из которых существенно излучение или поглощение световых квантов.

Поглощение атомами водорода. Рассмотрим процессы поглощения и излучения квантов на простейшем примере атома водорода. Схема его уровней дана на рис. 4.2. Уровни сгущаются около верхнего предела, который соответствует свободному электрону с нулевой энергией. Нижний уровень – основной, электрон на этом уровне сильнее связан с ядром. Если электрон в атоме находится на более высоком энергетическом уровне, атом называется возбужденным. Расстояние от основного уровня до верхнего предела соответствует энергии ионизации атома с основного уровня.

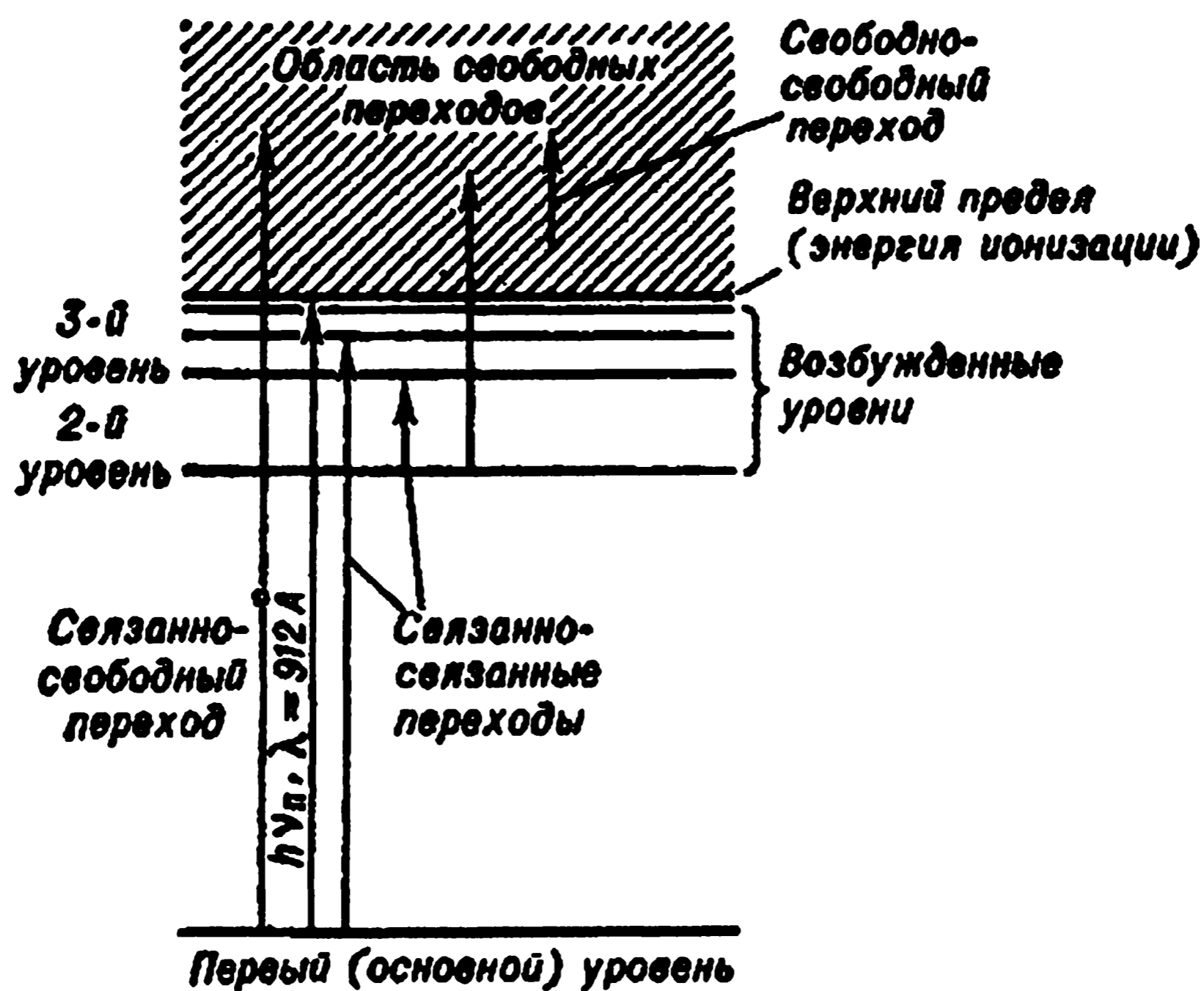


Рис. 4.2. Схема уровней атома водорода. Верхний предел соответствует нулевой энергии (выше электрон свободен)

При поглощении атомом кванта, энергия которого $h\nu_n$ равна энергии ионизации, атом разделится на положительно заряженный ион и свободный электрон с нулевой энергией. Кванты с

энергией, превышающей энергию ионизации, тоже поглощаются атомом, при этом избыток энергии сообщается освобождающемуся электрону. Таким образом, атом за счет процесса ионизации может поглощать полосу непрерывного спектра, начинающуюся от частоты ν_n предела и простирающуюся в сторону более высоких частот. У водорода ионизация с основного уровня происходит при поглощении волн, длина которых меньше $\lambda = c / \nu_n = 912 \text{ \AA}$. Это – далекая ультрафиолетовая часть спектра. Если энергия кванта значительно больше предельной, то он поглощается менее эффективно, коэффициент поглощения падает.

Расстояние от второго уровня до предела значительно меньше, чем от первого уровня, т. е. атом ионизируется со второго уровня квантами меньшей частоты. У водорода вторая полоса начинается от 3646 \AA , т. е. в близкой ультрафиолетовой области. Через видимую область спектра тянется полоса, соответствующая ионизации с третьего уровня (длина волны $\lambda \leq 8206 \text{ \AA}$) и т. д. Ионизация с очень высоких уровней производится уже квантами радиодиапазона. Можно изобразить схематически (рис. 4.3) коэффициент поглощения атомами водорода квантов, соответствующих переходам электрона в свободное состояние с нижних энергетических уровней атома. Каждому уровню соответствует полоса поглощения, начинающаяся у предела и идущая, постепенно слабея, в коротковолновую сторону. Предел для основного уровня – 912 \AA , для второго – 3546 \AA , для третьего – 8206 \AA .

Если взять тонкий слой сильно ионизованного водорода, то спектр его излучения будет иметь такой же вид, как на рис. 4.3 – он будет состоять из полос, круто обрывающихся со стороны низких частот. С увеличением толщины светящегося слоя его излучение будет усиливаться, но только до тех пор, пока вся система остается прозрачной. Если же в какой-нибудь частоте поглощение становится существенным, рост яркости на этой частоте прекращается, так как свет глубинных слоев поглощается впереди лежащими слоями. Согласно закону Кирхгофа, поглощение сильнее там, где интенсивнее процесс излучения. Поэтому сглаживание спектра начинается с максимумов интенсивности, и при достаточной толщине слоя получается совсем гладкий спектр излучения абсолютно черного тела с температурой излучающего (фотосферного) газа. На рис. 4.4 показано

изменение вида спектра водорода по мере увеличения толщины излучающего слоя.

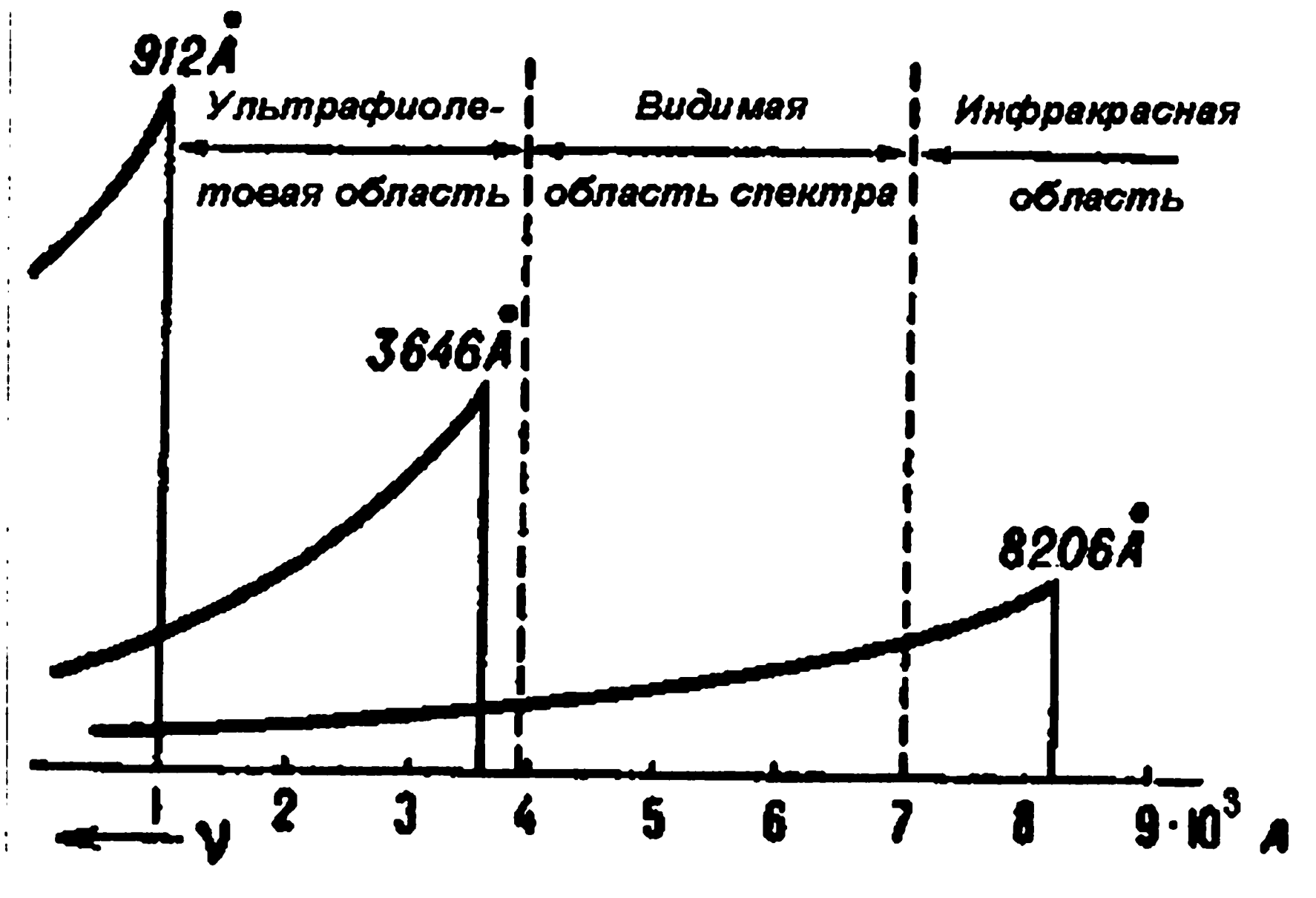


Рис. 4.3. Коэффициент поглощения квантов при ионизации атомов водорода, находящихся на различных уровнях энергии. Каждому уровню соответствует полоса поглощения, начинающаяся у предела и идущая, постепенно слабея, в коротковолновую сторону (λ – длина волны в Å, ν – частота)

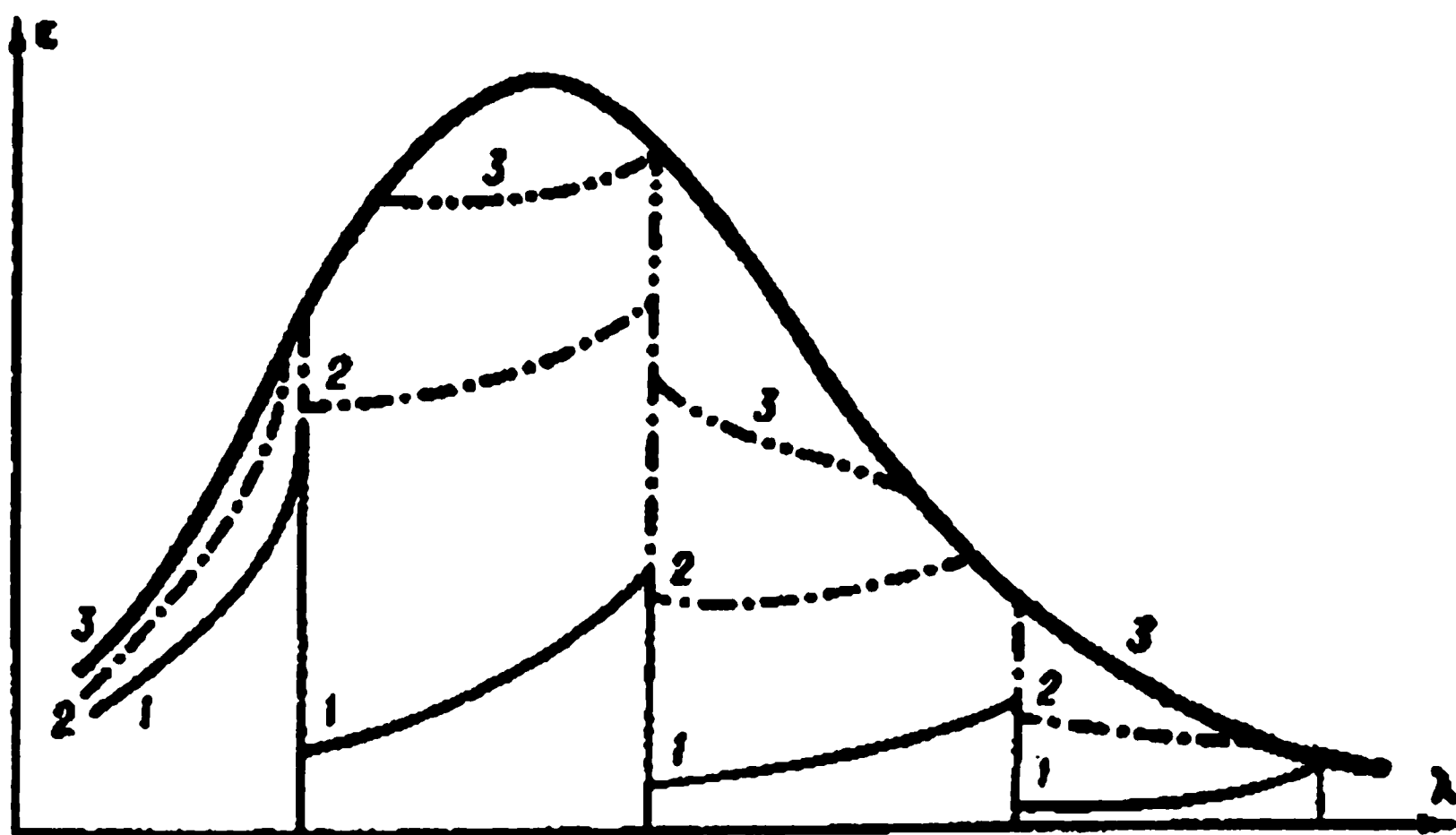


Рис. 4.4. Изменение вида спектра водорода по мере увеличения толщины излучающего слоя. (Цифры 1, 2, 3 соответствуют слоям возрастающей толщины.) С увеличением толщины и непрозрачности спектр постепенно сглаживается и приближается к спектру абсолютно черного тела, показанному жирной линией (ϵ – спектральная мощность излучения, λ – длина волны)

Итак, первый тип поглощения и излучения соответствует переходам электрона из связанного состояния в свободное и наоборот (связанно-свободные переходы). Возможен и второй тип поглощения, при котором электрон, оставаясь связанным, переходит с одного энергетического уровня на другой (связанно-связанные переходы). При этом излучаются или поглощаются кванты определенных спектральных линий. Поглощение излучения в линиях обычно сильнее, чем в полосах, так как оно сконцентрировано в узкой полосе частот. Поэтому пока газ прозрачен, видны в основном только яркие линии. По мере увеличения толщины слоя, линии постепенно будут исчезать на фоне растущего непрерывного спектра.

Третий вид поглощения в непрерывном спектре происходит при переходах электрона из свободного состояния в свободное же, но с другой энергией (свободно-свободные переходы), это уже упоминавшийся выше процесс, когда электрон поглощает квант, двигаясь вблизи иона. Если иона поблизости нет, то поглотиться квант не может, но он может рассеяться на электронах – изменить направление движения. Его частота при этом остается почти постоянной, небольшое уменьшение происходит только из-за эффекта Доплера, если электрон движется относительно наблюдателя.

Поглощение в звездах различных спектральных классов. Поглощение квантов, подобное рассмотренному выше, свойственно не только атомам водорода, но и атомам других элементов. Только расположение энергетических уровней у них другое, однако всегда уровни сближаются к ионизационному пределу, и поглощение с разных уровней дает множество перекрывающихся полос.

Для того чтобы поглощение водорода имело такой вид, как на рис. 4.4, на всех энергетических уровнях должно быть достаточное количество атомов. На основном уровне атом может находиться неограниченно долго, лишь поглощение кванта или столкновение с достаточно быстрым электроном могут ионизовать его или перевести на один из вышележащих уровней. В возбужденном состоянии атом находится недолго – примерно через 10^{-8} с он излучает квант и переходит спонтанно на какой-либо из более низких уровней. С этого уровня он спускается еще ниже,

пока не перейдет на основной. Но за короткое время пребывания в возбужденном состоянии атом может поглотить еще один квант и перейти на более высокий уровень. Кроме того, он может изменить свое состояние при столкновении с электроном. Таким образом, атомы в атмосфере звезды непрерывно поглощают и излучают кванты, обмениваясь энергией с налетающими электронами, переходят с уровня на уровень вверх и вниз. В результате, на каждом уровне происходит смена атомов, но число их в среднем (в равновесных условиях) остается там постоянным. Поэтому можно говорить об относительной населенности первого, второго и других уровней.

Относительная населенность уровней зависит от температуры. Чем выше температура, тем больше энергия квантов и тем чаще атомы возбуждаются, и тем больше относительная населенность верхних уровней. Количественное распределение атомов по состояниям задается формулой Больцмана.

Наряду с возбуждением возможна и ионизация атомов. Чаще всего ионизируются металлы, благодаря которым даже в холодных звездах имеются свободные электроны, поэтому атмосферы звезд представляют собой плазму. С ростом температуры растет энергия квантов, увеличивается число ионизаций, число нейтральных атомов становится незначительно. При этом поглощение, обусловленное нейтральными атомами, тоже уменьшается.

Ионизация зависит не только от температуры, но и от концентрации электронов, а чем больше электронов, тем чаще происходят рекомбинации, число нейтральных атомов возрастает, и степень ионизации оказывается меньше, чем в более разряженном газе той же температуры. Если температура звезды очень высока, то может произойти вторая ионизация тех элементов, которые имеют больше одного электрона. В очень горячих звездах наблюдается линия ионизованных атомов, у которых оторваны два–три электрона и больше, например: C^{++} , N^{++} , Si^{+++} и другие. Степень ионизации плазмы определяется формулой Саха.

Рассмотрим подробнее поглощение наиболее распространенного в звездах элемента – водорода. Чтобы поглощать в видимой области спектра, атом водорода должен находиться на третьем энергетическом уровне, который расположен очень далеко от основного. Вообще, у водорода очень большой разрыв

между первым и остальными уровнями. Поэтому, например, при температуре около 6000 K (атмосфера Солнца) имеется очень мало квантов и электронов с энергией достаточной для возбуждения на второй и третий уровни. При этой температуре почти все атомы водорода находятся на основном уровне и не могут поглощать излучение в видимом и близком ультрафиолетовом диапазонах. Такой водород практически прозрачен. Несмотря на обилие, его роль в солнечной фотосфере сравнительно невелика.

С погружением в глубь звезды температура растет, количество возбужденных атомов водорода увеличивается и его роль в поглощении возрастает. Наконец, на некоторой глубине (для Солнца эта глубина равна $0,1-0,2 R_C$) температура возрастает настолько, что водород весь ионизируется. При этом его поглощение опять падает.

В зависимости от температуры фотосферы, преобладающую роль в поглощении и излучении играют атомы различных элементов. Следовательно, спектральный класс звезды связан, главным образом, с ее температурой.

У звезд спектрального класса A температура фотосфер около $10\ 000\text{ K}$, и водородное поглощение особенно велико. В более горячих звездах классов B и O водородное поглощение меньше, там водород сильно ионизован. Поэтому в звездах класса B основную роль в поглощении играет гелий, который ионизовать труднее, чем водород. В звездах класса O (с температурой фотосфер до $45\ 000\text{ K}$) гелий почти полностью ионизован, там поглощает ион гелия He^+ . В звездах класса G , например на Солнце, водород и гелий поглощают мало. Поглощение там обусловлено присутствием атомов Mg , Fe , и других металлов, у которых энергия возбуждения и ионизации меньше, чем у водорода. Но атомов металлов там в десятки тысяч раз меньше, чем водорода, поэтому их роль все-таки невелика. В основном же поглощение происходит отрицательными ионами водорода.

Существование отрицательных ионов водорода H^- следует из квантово-механических расчетов. Единственный электрон атома водорода не полностью экранирует заряд ядра. Поэтому свободный электрон, проходя достаточно близко к атому, попадает в поле притяжения ядра и присоединяется к атому, образуя отрицательный ион. В солнечной атмосфере, например, один ион

H^- приходится на 10^7 атомов водорода, однако по отношению к возбужденным атомам водорода концентрация отрицательных ионов выше.

Ион H^- имеет всего одно устойчивое состояние с очень небольшим потенциалом ионизации $\chi_i = 0,75$ эВ (для сравнения, потенциал ионизации водорода равен $13,59$ эВ). Поэтому ионизовать H^- могут даже фотоны с частотой $\nu_i = \chi_i / h$ (длина волны $\lambda = 8000 \text{ \AA}$), принадлежащие далекой инфракрасной области спектра. Следовательно, все фотоны с $\nu > \nu_i$, в том числе и видимого диапазона будут поглощаться. Поэтому поглощение излучения отрицательными ионами водорода в фотосферах звезд играет значимую роль.

Отрицательные ионы разрушаются под действием потока излучения, идущего из-под фотосферы и снова образуются, давая новый квант света. Свободные электроны, необходимые для этого круговорота, образуются при ионизации атомов металлов и небольшой части атомов водорода.

В самых холодных звездах с $T = 3000 \text{ K}$ ионизация мала, отрицательные ионы не образуются. Там излучают и поглощают в основном более сложные системы – молекулы, которых на Солнце и тем более горячих звездах нет, так как они разрушаются при высокой температуре.

Итак, в фотосфере звезды происходит разрушение и образование различных систем – ионов, атомов, отрицательных ионов, молекул. При этом поглощаются и излучаются кванты, часть которых фотосфера излучает в окружающее пространство. Фотосфера непрерывно теряет энергию, которая восстанавливается за счет потока квантов, идущих снизу. В звездной фотосфере нет источников энергии, энергия только проходит через фотосферу на своем пути из недр звезды в межзвездное пространство.

Модели звездных фотосфер и наблюдаемые следствия теории. Рассчитать модель звезды – значит определить температуру, давление и плотность в зависимости от глубины. Что мы имеем из теории?

Уравнение лучистого переноса энергии.

Уравнение лучистого равновесия.

Закон Кирхгофа–Планка, предполагающий ЛТР в фотосфере.

Уравнение механического равновесия звезды, утверждающее, что в каждой точке звезды давление газа и излучения уравновешивается давлением силы тяжести вышележащих слоев.

При этом считаются известными эффективная температура, химический состав звезды, коэффициент поглощения, который зависит от химического состава и физических условий. Совместное решение этих уравнений с учетом известных условий позволяет построить модель звездной фотосферы.

Теоретические расчеты температуры для разных оптических глубин фотосфер Солнца и звезды 10 Ящерицы показывают одинаковый характер изменения температуры с глубиной (табл. 4.2), т. е. ее рост.

Таблица 4.2

Модели звездных фотосфер

10 Ящерицы ($T_{\text{эфф}} = 40\,000\text{ K}$)			Солнце ($T_{\text{эфф}} = 6000\text{ K}$)		
τ	$h, \text{ км}$	$T, \text{ K}$	τ	$h, \text{ км}$	$T, \text{ K}$
0	—	27 700	0	-50	4625
0,1	2680	33 500	0,1	200	5090
1	5730	43 500	1	335	6460

Наиболее детально изучена фотосфера Солнца – тонкий слой газа протяженностью 300–500 км. Область фотосферы характеризуется концентрацией частиц $10^{16}–10^{17}\text{ см}^{-3}$, температурой 5000–6000 K и давлением 0,7 атм. В этих условиях все химические элементы с небольшим потенциалом ионизации, например Na, K, Ca, ионизируются, а остальные элементы, в том числе водород, остаются преимущественно в нейтральном состоянии. Фотосфера – единственная на Солнце область нейтрального водорода. Однако в ней все же имеются электроны, возникшие в результате незначительной ионизации водорода и практически полной ионизации металлов. Эти электроны играют исключительно важную роль: соединяясь с нейтральными атомами водорода, они образуют особые атомы – отрицательные ионы водорода: это протоны, с которыми связан не один, как обычно у водорода, а два электрона. Отрицательные ионы водорода образуются в ничтожном количестве: из 100 млн. водородных атомов в среднем только один отрицательный ион. Ионы водорода обладают свойством необычайно сильно поглощать

излучение, особенно инфракрасной и видимой области спектра. Поэтому, несмотря на свою ничтожную концентрацию, отрицательные ионы водорода являются основной причиной, определяющей поглощение фотосферным веществом излучения в видимой области спектра.

§ 14. Линии поглощения в спектрах звезд

Образование спектральных линий. Коэффициенты Эйнштейна (квантовая теория излучения). Естественная ширина спектральных линий. Физические механизмы уширения. Химический состав звездных атмосфер

Подавляющее большинство звезд дает спектры в виде яркой полосы, на фоне которой видны темные линии поглощения. Так как в частотах этих линий интенсивность излучения гораздо ниже, чем в частотах соседних непрерывных спектров, то это значит, что коэффициент поглощения в линии больше коэффициента поглощения в непрерывном спектре. Но, если это так, то излучение в линии должно, в основном, зарождаться в более высоких слоях звезд, чем излучение в непрерывном спектре. Поэтому раздел астрофизики, рассматривающий образование линий поглощения, называется теорией звездных атмосфер. И хотя в настоящее время считают, что в каждом элементарном объеме происходит поглощение и в непрерывном спектре, и в линии, такое распределение задач за теорией фотосфер и атмосфер сохраняется.

Отметим, что сведения о химическом составе атмосфер, о движениях в них, о вращении и магнитном поле звезд получены на основе изучения их линейчатых спектров.

Образование спектральных линий. С точки зрения теории строения атома, излучение и поглощение в спектральной линии связано с переходом атома из одного дискретного состояния в другое. Рассмотрим возможные способы изменения энергии связанного электрона (рис. 4.5) Если некоторый атом находится на основном уровне, то попасть на возбужденный уровень он может двумя путями: столкновением с другими частицами или столкновением с фотонами (рис. 4.5, а, б). В первом случае столкнувшаяся частица передает атому энергию (обычно часть кинетической энергии поступательного движения), необходимую

для того, чтобы он мог перейти на возбужденный уровень. По эффективности возбуждения атомов столкновениями на первом месте находятся электроны. В случае столкновения с фотоном энергия фотона, в отличие от энергии сталкивающейся частицы, должна равняться разности между значениями энергий верхнего и нижнего уровней.

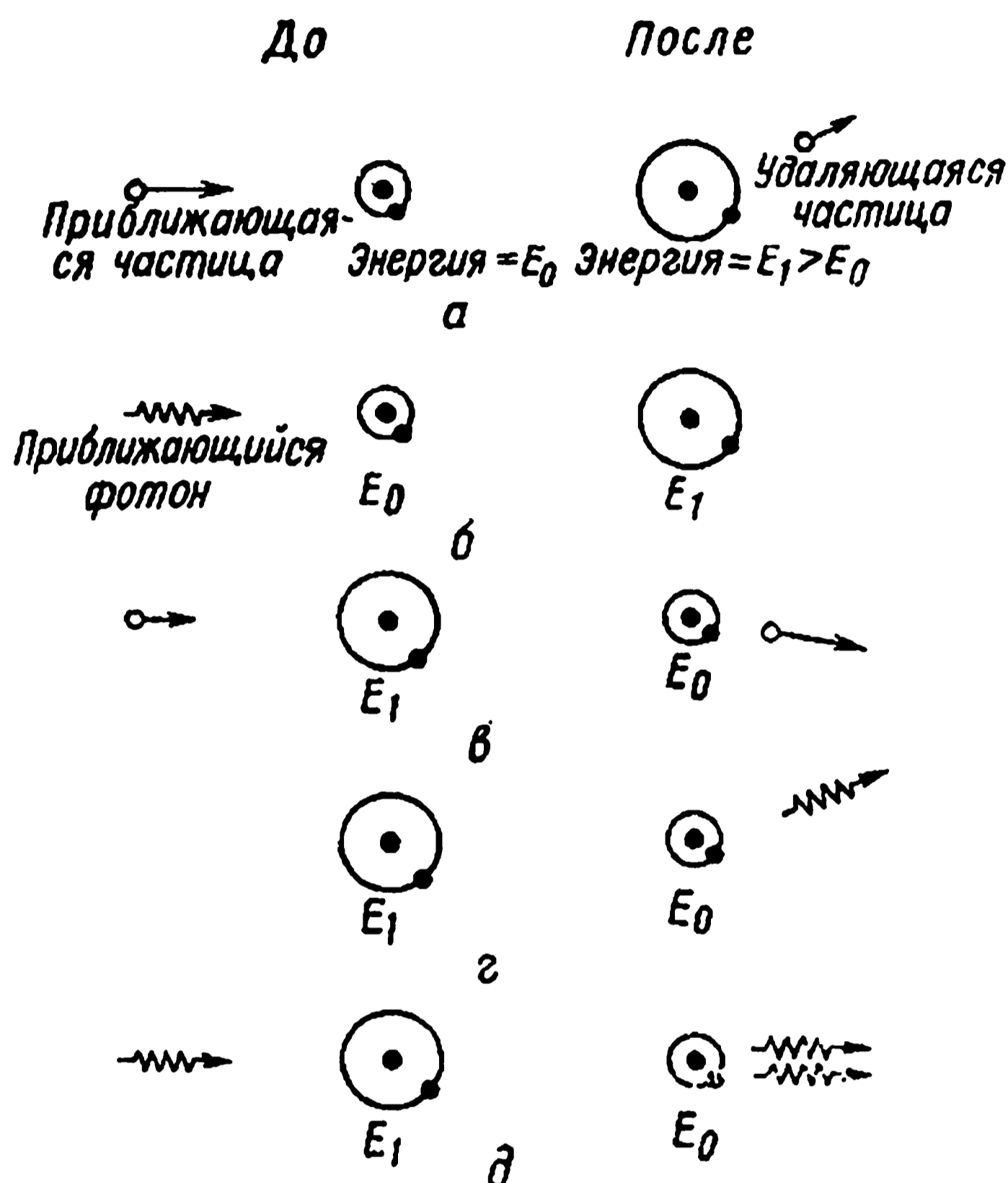


Рис. 4.5. Возможные способы изменения энергии связанного электрона: а – возбуждение столкновением с частицей, б – возбуждение фотоном, в – дезактивация, г – спонтанное излучение, д – вынужденное излучение; уходящие фотоны движутся в одном и том же направлении и имеют одинаковую фазу

Возвращение возбужденного атома на более низкий уровень можно представить как процесс, противоположный процессу возбуждения (4.5, в–д). При неупругом столкновении второго рода возбужденный атом возвращается на более низкий энергетический уровень, передав освободившуюся разность энергий столкнувшейся с ним частице. Таким образом, кинетическая энергия частицы, столкнувшейся с возбужденным атомом, ста-

новится после столкновения больше, т. е. энергия возбужденного уровня не переходит в поле излучения, а остается в газе. При другом способе потери энергии возбуждения происходит обратное. Возбужденный атом возвращается на более низкий уровень, излучив фотон, либо спонтанно (без внешней побудительной причины), после короткого пребывания на возбужденном уровне (обычно в течение 10^{-8} – 10^{-7} с), либо будет вынужден к этому излучением с длиной волны, соответствующей данному переходу. Последний процесс иногда называют отрицательным поглощением. Если атомов много, то спонтанное излучение изотропно, т. е. вероятность испускания фотона в данном направлении одинакова для всех направлений. С другой стороны, если возбужденный атом вынужден к излучению проходящим фотоном, то испущенный фотон будет тождественен с проходящим по фазе и направлению движения.

Коэффициенты Эйнштейна (квантовая теория излучения). Количественное описание излучения и поглощения энергии можно выполнить при помощи коэффициентов вероятности Эйнштейна. Предположим, что атом находится в возбужденном состоянии 2. Если соответствующий переход не является запрещенным, то существует конечная вероятность $A_{2,1}dt$ того, что по истечении времени dt атом спонтанно (т. е. без внешнего воздействия) перейдет с уровня 2 на уровень 1, излучив энергию $h\nu = E_2 - E_1$. Другими словами, эйнштейновский коэффициент $A_{2,1}$ выражает вероятность того, что в единицу времени атом совершит спонтанный переход вниз с уровня 2 на уровень 1, сопровождаемый излучением энергии. Число переходов $2 \rightarrow 1$ сверху вниз, происходящих за промежуток времени dt , будет $P_{21}(\text{спонт.}) = n_2 A_{2,1} dt$, где n_2 – число атомов, находящихся в состоянии 2.

Например, если вследствие столкновений, поглощения и рекомбинации, на уровне 2 все время остается 10^8 атомов и если значение $A_{2,1}$ для перехода $2 \rightarrow 1$ равно 10^6 , то число квантов, излучаемых в 1 с, составляет $10^8 \cdot 10^6 = 10^{14}$.

Если атом подвергается действию излучения, то происходят ещё два явления: это поглощение излучения и вынужденное излучение. Как поглощение, так и вынужденное излучение зависят, очевидно, от числа фотонов данной частоты, находящихся в еди-

нице объема, которое выражают плотностью энергии излучения ρ_ν . Тогда число вынужденных переходов из состояния 2 в состояние 1 за время dt в единице объема будет

$$P_{21}(\text{вынужд.}) = n_2 B_{2,1} \rho_\nu dt,$$

где $B_{2,1}$ – эйнштейновский коэффициент отрицательного поглощения (вынужденного излучения).

Атом поглощает энергию. Число переходов с уровня 1 на внешний уровень 2, в результате которых будет поглощено излучение, будет пропорционально числу атомов n_1 , находящихся на уровне 1 и плотности излучения той же частоты, т. е.

$$P_{12} = n_1 B_{1,2} \rho_\nu dt,$$

где $B_{1,2}$ – эйнштейновский коэффициент поглощения.

Коэффициенты Эйнштейна взаимосвязаны. Получим это соотношение. При термодинамическом равновесии любой процесс компенсируется обратным, поэтому число переходов из состояния 2 в состояние 1 равно числу обратных переходов, т. е. $P_{21}(\text{спонт.}) + P_{21}(\text{вынужд.}) = P_{12}$, или $n_2 A_{2,1} + n_2 B_{2,1} \rho_\nu = n_1 B_{1,2} \rho_\nu$. Из последнего равенства выделим плотность:

$$\rho = \frac{n_2 A_{2,1}}{n_1 B_{1,2} - n_2 B_{2,1}}. \quad (4.21)$$

При термодинамическом равновесии распределение атомов по состояниям задается формулой Больцмана, т. е.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT},$$

откуда выразим n_2 через n_1 и подставим в (4.21). После некоторых преобразований получим

$$\rho = \frac{A_{2,1}}{B_{2,1}} \left(\frac{B_{1,2} g_1}{B_{2,1} g_2} e^{h\nu/kT} - 1 \right)^{-1} \quad (4.22)$$

В общем случае плотность излучения определяется формулой

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_\nu \cdot d\omega = \frac{4\pi}{c} I_\nu,$$

где интенсивность излучения I_ν при термодинамическом равновесии есть функция частоты и температуры, и задается формулой Планка

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

т. е. для плотности излучения имеем

$$\rho_{\nu} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left(\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right). \quad (4.23)$$

Сравнив формулы (4.22) и (4.23), видим, что

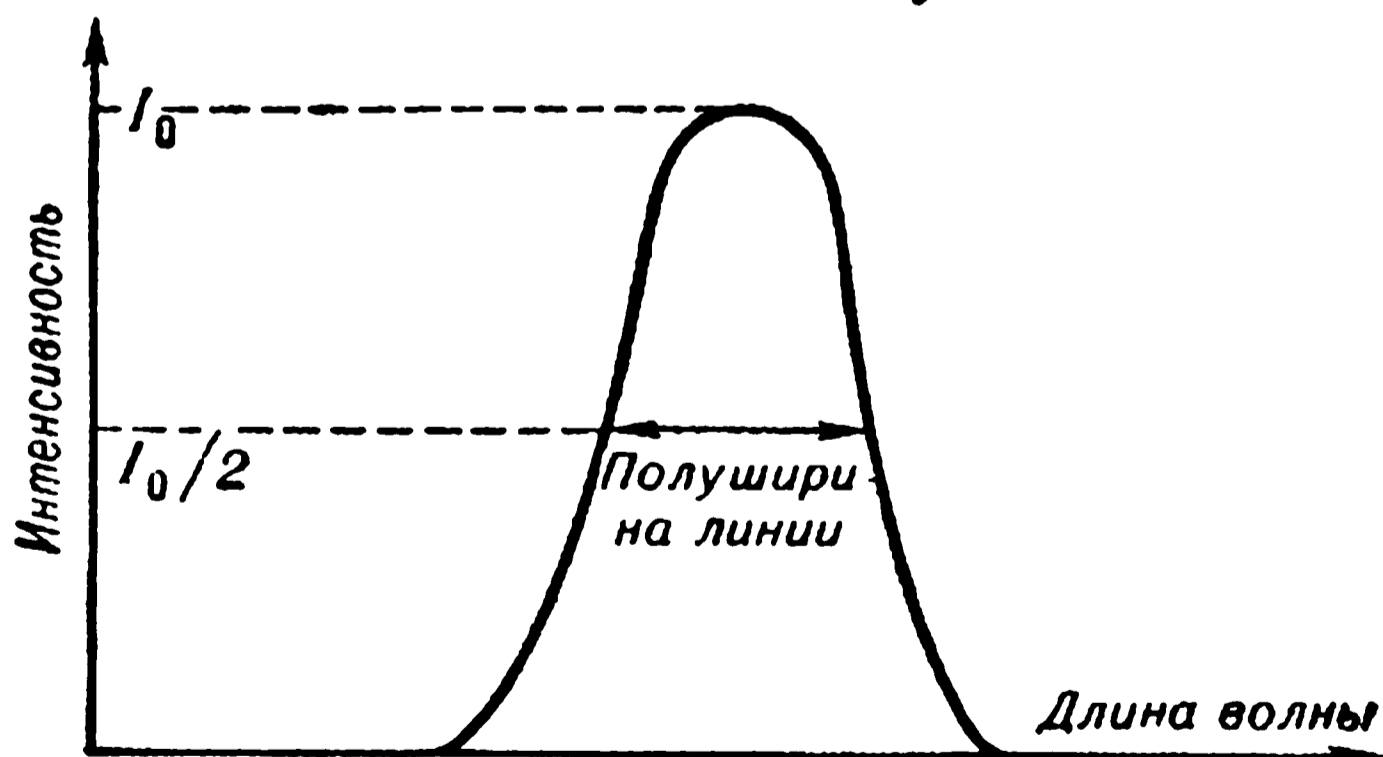
$$\frac{A_{2,1}}{B_{2,1}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}, \quad \frac{B_{1,2} g_1}{B_{2,1} g_2} = 1,$$

т. е. коэффициенты Эйнштейна связаны соотношениями:

$$A_{2,1} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot B_{2,1}; \quad B_{2,1} = \frac{g_1}{g_2} B_{1,2}. \quad (4.24)$$

Если один из коэффициентов Эйнштейна известен, то остальные могут быть найдены из соотношений (4.24).

Естественная ширина спектральных линий. Спектральные линии не являются строго монохроматическими, они имеют конечную измеримую ширину. И даже если бы мы могли наблюдать излучение отдельного атома через бесконечно узкую щель спектрографа, все равно было бы видно, что линия имеет конечную ширину. Иными словами, атом излучает и поглощает энергию не только на какой-то одной, единственной длине волны, но может также излучать или поглощать энергию в соседних длинах волн. График, показывающий распределение энергии, излучаемой или поглощаемой в узкой области спектра в пределах одной



Участок спектра с эмиссионной линией

Рис. 4.6. Профиль линии излучения

линии, называется её профилем (рис. 4.6).

Спектральная линия обладает своей собственной *естественной* шириной. Очевидно, классическая и квантовая теории должны описывать процесс уширения линий по-разному.

Согласно классической теории, ушире-

ние происходит вследствие того, что электрон может колебаться не только в резонансной частоте, но также и в частотах, расположенных по обе стороны от резонансной, подобно тому, как радиоприемник, не вполне точно настроенный на выходную частоту передающей станции, все же будет принимать программу. Излучающий атом испускает затухающую волну фиксированной частоты ν в течение конечного промежутка времени. Если мы представим такую волну интегралом Фурье, то найдем, что она не монохроматическая, а состоит из колебаний с частотами, заключенными в некотором интервале. Поэтому в спектрографе цуг волн, испущенный классическим осциллятором, дает линию, обладающую расширением.

С точки зрения квантовой теории каждый излученный квант имеет точно определенные энергию E и частоту ν , однако сами энергетические уровни атома немного размыты. Согласно соотношению неопределенности Гейзенберга в квантовой механике энергетический уровень атома, обладающего продолжительностью жизни Δt , имеет ширину ΔE , определяемую приближенным равенством $\Delta E \Delta t = h$. Продолжительность жизни основного уровня очень велика, поэтому его ширина ΔE мала, почти отсутствует, и он почти совсем резок. Так как переход может произойти с любой части расширенного уровня, то наблюдаемая линия будет расширена. Представим схематически переходы со второго уровня на основной, приводящие к естественной размытости резонансной линии излучения (рис. 4.7). Резонансными называются линии, обусловленные переходами между основным и ближайшим возбужденным уровнями. Для образования этих линий всегда имеется наибольшее возможное количество атомов из имеющихся. Кроме того, резонансные переходы являются наиболее вероятными.

Переходам с трех подуровней размытого верхнего уровня, обозначенных a , b , c , соответствуют три частоты ν_a , ν_b , ν_c . При этом за интенсивность линии принимается интенсивность в её центре I_0 . За ширину линии $\Delta \lambda$ принимается её ширина в ангстремах (Å) или других единицах, на уровне половинной интенсивности $I_0/2$.

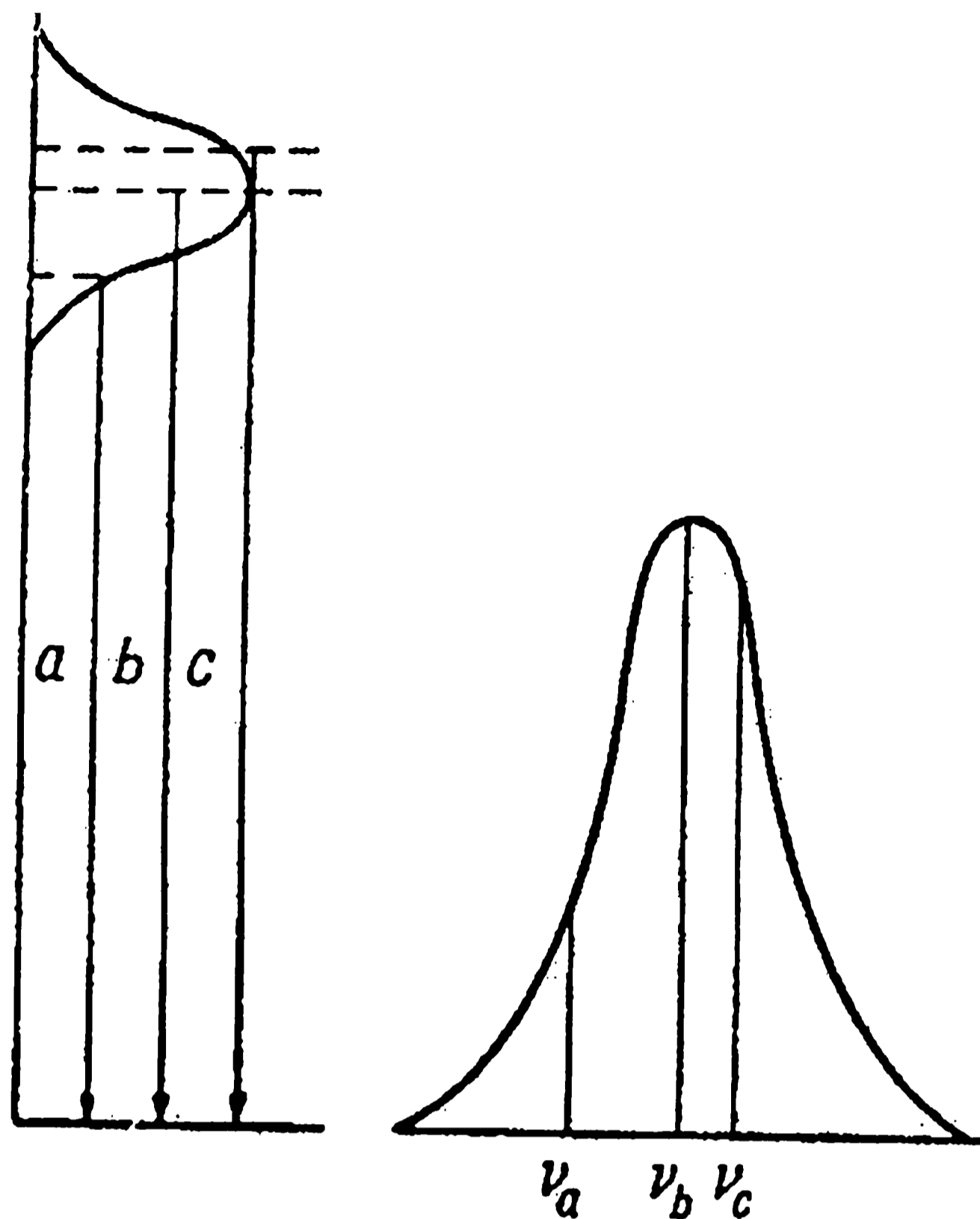


Рис. 4.7. Соотношение между шириной энергетического уровня и профилем линии для резонансного перехода

Из соотношения Гейзенберга $\Delta E \Delta t = h$ и среднего времени жизни атома в k возбужденном состоянии $\Delta t_k = 1/\gamma_k$, где $\gamma_k = \sum_{i=1}^{k-1} A_{k,i}$ — сумма вероятностей перехода атома с уровня k на все нижележащие, можно определить естественную ширину спектральной линии. Она примерно равна $0,001 \text{ \AA}$.

Физические механизмы уширения. Эффект Доплера. Кроме естественного расширения, другим важным фактором, расширяющим спектральные линии, является эффект Доплера. Эффект Доплера связан с тепловым движением атомов. Если атом движется к наблюдателю со скоростью V_r , то наблюдаемые частота и длина волны меняются, согласно принципу Доплера, на величины, определяемые соотношением $\Delta \nu / \nu = \Delta \lambda / \lambda = V_r / c$. Здесь c — скорость света. Откуда следует, что степень размытости линий зависит от скорости движения частиц: так атомы во-

дорода в среднем движутся быстрее других атомов, и линии водорода расширены сильнее линий более тяжелых элементов. По этой же причине при более высоких температурах размытость линий увеличивается: атомы движутся быстрее и поэтому доплеровские смещения оказываются больше. Доплеровские ширины спектральных линий при температурах $\approx 10^3$ К, составляют 10^{-1} – 10^{-2} Å.

Эффект Доплера позволяет судить не только о движении излучающего тела относительно наблюдателя, но и о его вращении и по наблюдениям расширения спектральных линий определять линейную скорость вращения звезды. Например, вследствие вращения Солнца его восточный край приближается к нам, а западный – удаляется. Наибольшая линейная скорость на экваторе ≈ 2 км/с, что соответствует $\Delta\lambda = 0,035$ Å.

Даже в тех случаях, когда излучающий газ в целом не имеет относительного движения вдоль луча зрения, спектральные линии, излучаемые отдельными атомами, все равно имеют доплеровские смещения из-за беспорядочных тепловых движений атомов. Поскольку в каждый данный момент времени множество атомов приближается к нам со всевозможными скоростями и примерно столько же их удаляется с такими же скоростями, происходит симметричное расширение спектральной линии. Доплеровский профиль спектральной линии повторяет закон распределения случайных величин Гаусса и для линии железа $Fe \lambda = 4383$ Å, имеет полуширину $\approx 10^{-2}$ Å.

Доплеровской шириной спектральной линии $\Delta\lambda_D$ называется половина расстояния между точками профиля линии в которых интенсивность составляет $1/e$ (37 %) от центральной (рис. 4.8).

Если расширение линии вызвано только тепловым движением излучающих атомов, то по ширине профиля можно судить о температуре T светящегося газа. Из $\Delta\lambda_D / \lambda = V_r^* / c$, где $V_r^* = \sqrt{2kT/m}$ – наиболее вероятная скорость движения атомов, получаем

$$T = \frac{mc^2}{2k} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2.$$

Расширение давлением. До сих пор мы рассматривали механизмы расширения линий, являющиеся либо свойством самого атома (естественное расширение), либо следствием его движений (доплеровское расширение). Механизм третьего типа обусловлен воздействием соседних частиц (атомов, ионов, электронов) на поглощающие и излучающие частицы.

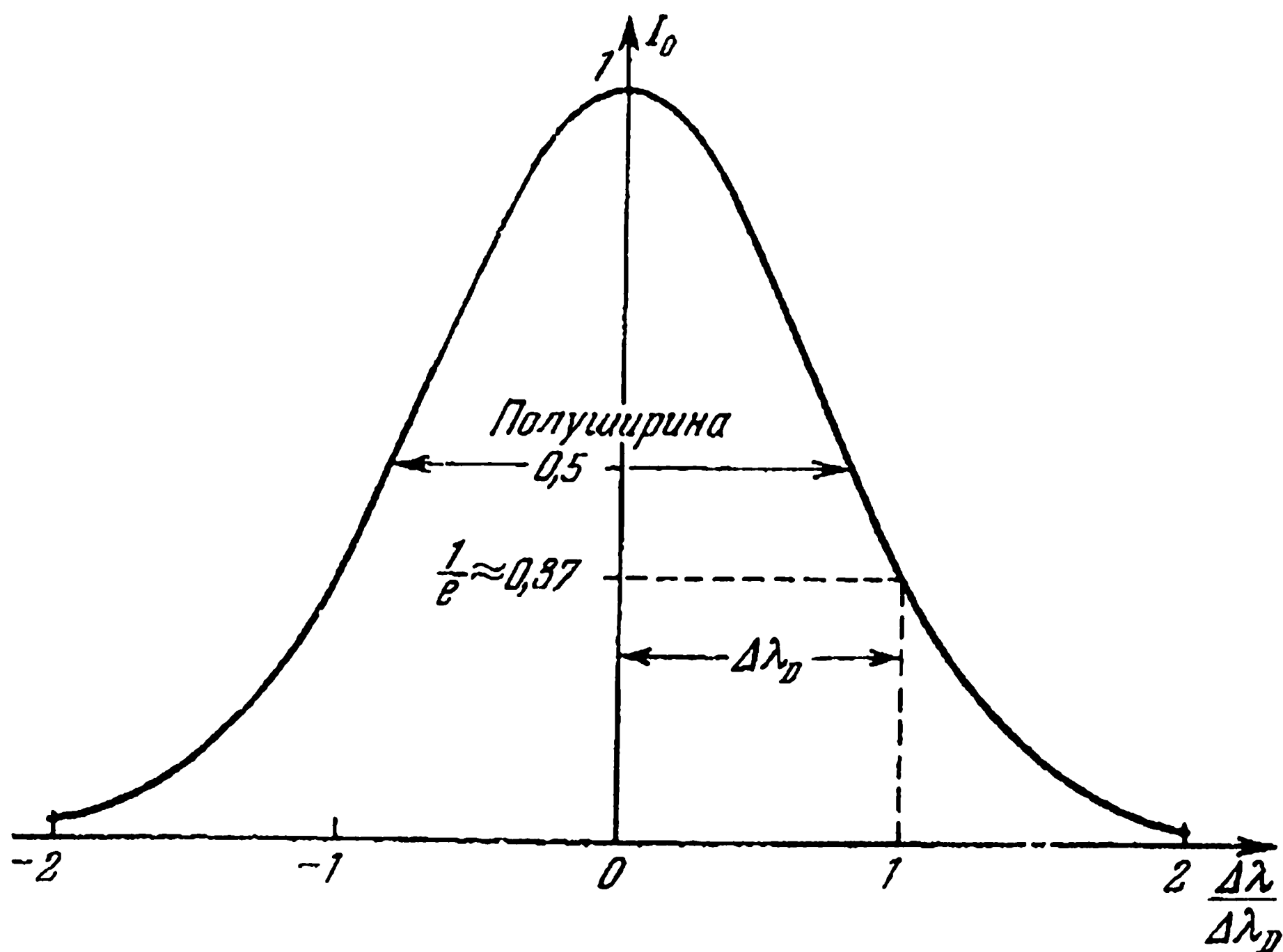


Рис. 4.8. Доплеровский профиль спектральной линии

Например, если атом находился в возбужденном состоянии и столкнулся с частицей, передав ей при этом энергию, то в итоге время жизни его в возбужденном состоянии Δt оказалось меньше, чем, если бы не было столкновения. В силу соотношения неопределенностей Гейзенберга $\Delta E \Delta t = h$, если Δt стало меньше, то размытость энергетического уровня ΔE , а, следовательно, и ширина спектральной линии должна увеличиться. Этот механизм называется расширением вследствие давления. Он играет существенную роль в фотосфере Солнца и других относительно плотных звездных атмосферах. Соответственный анализ таких спектральных линий, расширенных вследствие давления, позволяет определять давление и плотность среды, в которой формируются эти линии.

Эффект Штарка. Если атом находится вблизи от электрически заряженной частицы, то под влиянием её электрического

поля он возмущается и энергетический уровень расщепляется на ряд подуровней. При этом каждая линия расщепляется на ряд компонент, а степень их расщепления зависит от интенсивности электрического поля. Расщепление спектральных линий в электрическом поле называется эффектом Штарка.

Эффект Зеемана. Кроме эффекта Штарка, энергетические уровни атома могут изменяться внешним магнитным полем. Такое изменение называется эффектом Зеемана. В этом случае величина расщепления спектральной линии пропорциональна напряженности магнитного поля. Этот эффект играет большую роль в магнитных полях солнечных пятен.

Химический состав звездных атмосфер. Основными характеристиками спектральных линий являются: частота линии, остаточная интенсивность и эквивалентная ширина линии. Ослабление излучения в спектральной линии по сравнению с непрерывным спектром характеризуют величиной остаточной интенсивности r_ν — отношением интенсивности I_ν на частоте внутри линии к предполагаемой интенсивности I_ν^0 на этой частоте в непрерывном спектре: $r_\nu = I_\nu / I_\nu^0$. Эквивалентная ширина спектральной линии $W = \int (1 - r_\nu) d\nu$ определяет полную энергию, поглощенную в линии и зависит от числа поглощающих атомов. Такая зависимость позволяет находить число поглощающих атомов по измеренной эквивалентной ширине линии. Определение числа поглощающих атомов, т.е. числа атомов в состоянии, при переходах из которого возникает данная линия, позволяет оценить и число атомов рассматриваемого элемента во всех состояниях. Таким путем находится *химический состав* звездных атмосфер.

Наиболее распространенным элементом в солнечной атмосфере является водород. За ним следует гелий. Далее идут легкие элементы: углерод, азот, кислород. Число атомов металлов, вместе взятых, составляет примерно одну десятитысячную числа атомов водорода. Химический состав звездных атмосфер не отличается от химического состава атмосферы Солнца. Приблизительно таким же оказывается и химический состав газовых туманностей. Вывод о единстве химического состава различных типов звезд и туманностей имеет особое значение, как для теории звездной эволюции, так и для теории образования химических элементов.



ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

§ 15. Образование звезд

Два поколения звезд. Теоретические основы звездообразования: гравитационная неустойчивость Джинса, неустойчивость Рэлея–Тейлора. Проблема магнитного поля Галактики. Понятие о протозвездной стадии эволюции звезд

Два поколения звезд. Существенная роль в проблеме звездообразования принадлежит теории. Однако общая картина звездообразования не является умозрительной. Она опирается на факты и данные наблюдений. Например, радиоастрономические методы позволяют исследовать молекулярные линии космических мазеров, инфракрасная астрономия дает возможность наблюдать плотные молекулярные облака и в них объекты диаметром примерно 50 а. е., с температурой 350–550 К и светимостью в 1000 раз больше, чем у Солнца, которые, по всей вероятности, являются формирующимися звездами или протозвездами на разных стадиях сжатия.

В настоящую эпоху наблюдается образование звезд из уже обогащенной тяжелыми элементами межзвездной среды, в то время как теория звездообразования должна рассматривать процесс образования звезд из вещества различного химического состава, в том числе состоящего только из водорода и гелия. Поэтому проблема звездообразования состоит из двух частей.

Во-первых, теория рассматривает условия образования звезд первого поколения в протогалактиках, образовавшихся путем конденсации из первичного газа, по-видимому, почти лишенного тяжелых элементов. Величина существовавшего тогда магнитного поля неизвестна. Процесс образования звезд первого поколения давно закончился и здесь приходится опираться преимущественно на теоретические соображения.

Во-вторых, нужно исследовать условия образования звезд последующих поколений в настоящее время, когда исходным материалом служит межзвездный газ уже существенно обогащенный тяжелыми элементами. Этот газ сосредоточен вблизи плоскости Галактики, характеризуется существованием спиральной структуры и обладает заметным магнитным полем. Свойства его характеристик хорошо изучены на основе наблюдений. Теорию образования звезд второго поколения легче проверить согласованием с наблюдательными данными (и здесь известны звезды и скопления звезд, которые находятся в начале своего эволюционного пути).

Теоретические основы звездообразования: гравитационная неустойчивость Джинса, неустойчивость Рэлея–Тейлора. Основой многих теорий звездообразования является критерий неустойчивости Джинса. Согласно этому критерию однородная протяженная гравитирующая среда разбивается (фрагментирует) на отдельные сгущения с характерными размерами $R > R_{\text{критического}}$. Очевидно, эта флуктуация плотности размером R начнет неограниченно сжиматься, если ее потенциальная гравитационная энергия

$$E_{\text{гп}} \approx -GM^2/R \approx -G\rho^2 R^5 \quad (5.1)$$

будет по абсолютному значению больше тепловой энергии этого же сгущения, которая имеет величину порядка:

$$E_m \approx AT \bar{\rho} 4\pi R^3 / 3\mu, \quad (5.2)$$

где $A = 8,3 \cdot 10^7$ эрг/моль \cdot К, μ – молекулярный вес, $\bar{\rho}$ – средняя плотность облака (так как тепловая энергия, приходящаяся на одну частицу, равна $\frac{3}{2}kT$, а на N частиц приходится энергия $\frac{3}{2}NkT$, где $N = \frac{M}{m_H}$; при этом масса облака M выражена через его объем, как $M = \rho \frac{4}{3}\pi R^3$, m_H – масса атома водорода).

Из выражений (5.1–5.2) видно, что E_m при постоянной плотности облака ρ и температуре T растет с ростом R , как R^3 , в то время как $E_{\text{гп}} \sim R^5$, т. е. с ростом R растет гораздо быстрее. Следовательно, при данных ρ и T существует такое R критическое ($R_{\text{кр}}$), что при $R > R_{\text{кр}}$ облако под действием собственной гравитации неизбежно будет сжиматься. Если задана масса облака (выраженная в массах Солнца (M_{\odot}), т. е. $M_c = 1$), то можем определить $R_{\text{кр}}$.

$$\frac{GM^2}{R_{кр}} = \frac{A}{\mu} TM, \quad R_{кр} = \frac{GM\mu}{AT} \approx 0.2 \frac{M}{T} \text{ парсек.} \quad (5.3)$$

Можно убедиться, что «обычные облака» межзвездного газа с $M \sim M_c$ и $R \sim 1$ парсек не будут сжиматься собственной гравитацией, т. к. не будет соблюдаться условие $E_{zp} > E_m$, а именно:

$$\frac{GM_c^2}{R} > \frac{A}{\mu} TM_c,$$

где при $M_c = 1$; $R = 1$, получим $G > \frac{AT}{\mu}$, что не имеет смысла. Но газово-пылевой комплекс с $M \sim 10^3 - 10^4 M_c$, $T \sim 50 \text{ K}$ и $R \sim 10 \text{ пк}$ будет сжиматься. Фон звезд способствует конденсации газа, который в силу неустойчивости Джинса обособился из первоначально однородной среды и начал сжиматься.

Ключом к пониманию происхождения массивных газово-пылевых комплексов являются некоторые свойства межзвездного магнитного поля. Еще один тип конденсации вещества основан на проявлении неустойчивости Рэлея–Тейлора. Качественно картину этой неустойчивости можно описать следующим образом. Пусть имеются плоские диски из газа и звезд, причем в газ «вморожено» магнитное поле. Направление магнитных силовых линий в основном параллельно плоскости галактического экватора. Так как облака межзвездной среды, образовавшиеся в результате ее тепловой неустойчивости, более или менее ионизованы и поэтому представляют собой проводящую среду, они не могут двигаться поперек силовых линий – это сразу же искривило бы силовые линии и вызвало силу, направленную против движения, следовательно, облака сравнительно быстро были бы остановлены. Поэтому, они могут двигаться только по силовым линиям магнитного поля, как бы «скользя» вдоль них. Теперь представим себе, что по какой-то причине или случайно в системе «горизонтально» простирающихся силовых линий образовалась небольшая «впадина». Тогда под действием силы тяжести облака будут «соскальзывать» в такую ложбину. От этого масса газа во впадине увеличится, и под влиянием его тяжести «ложбина» будет прогибаться еще сильнее. В результате такого своеобразного характера неустойчивости межзвездной намагниченной плазмы (так называемой неустойчивости Рэлея–Тейлора) в системе межзвездных силовых линий образуются глубокие

«ямы», наполненные плотным газом (рис 5.1). Это и есть газопылевой комплекс.

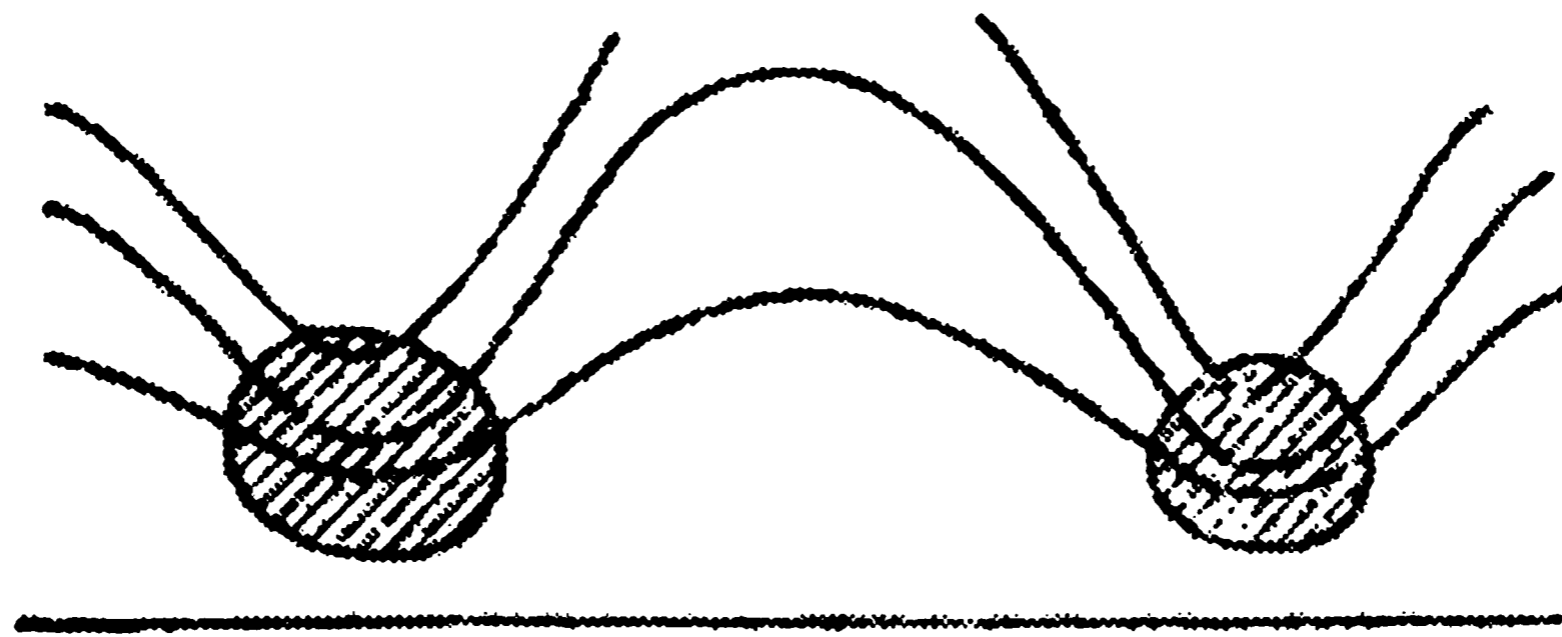


Рис. 5.1. Схема, поясняющая неустойчивость Рэля–Тейлора

Проблема магнитного поля Галактики. Магнитное поле играет очень существенную роль в проблеме звездообразования. Поэтому особый интерес представляет проблема образования магнитного поля галактик и, в частности, поля на ранней стадии, когда происходило образование и сжатие первых протозвезд. Одна из возможностей – это начальное поле, присущее Вселенной с самого начала, вместе с материей. Такое поле сжималось бы вместе с газом в протогалактике и затем могло участвовать в образовании звезд. Проверить эту гипотезу наблюдениями трудно, так как современное межгалактическое поле должно быть слишком слабо, чтобы проявить себя, тем более что мала и плотность газа. Другая возможность – начального поля не было, но оно могло быть создано движениями проводящей среды. Такой процесс, называемый «динамо», может при определенных условиях действовать, если имеется хотя бы слабое «затравочное поле». Такое «затравочное поле» могло возникнуть при взаимодействии вещества и излучения в эпоху, когда давление излучения было еще велико. Движение ионизованного газа относительно поля радиации создавало бы силу торможения, действующую на электроны со стороны радиации и, таким образом, возник бы ток и начальное магнитное поле.

Понятие о протозвездной стадии эволюции звезд. Под термином протозвезды обычно понимают такую фазу эволюции звезды, когда она уже обособилась от сжимающейся среды, больше не фрагментирует и сжимается далее самостоятельно под

действием собственного тяготения до тех пор, пока не включатся термоядерные источники энергии, и звезда не перейдет на главную последовательность. Различают две стадии протозвезды: прозрачную, на которой вся энергия, генерируемая при сжатии, уносится из протозвезды излучением и оптически плотную – когда нужно учитывать перенос энергии в недрах протозвезд.

Сжимающиеся протозвезды первого поколения уже давно превратились в звезды, и мы их не видим. Иными словами, первоначальный процесс звездообразования уже, по-видимому, давно закончился. Газ, который мы сейчас наблюдаем в галактиках, имеет в основном вторичное происхождение. По крайней мере, значительная часть этого газа была выброшена из звезд в процессе их эволюции. Это следует хотя бы из того, что химический состав современного межгалактического газа существенно обогащен тяжелыми элементами. Здесь много и космической пыли.

В современном межзвездном газе продолжается процесс звездообразования, отличный от образования звезд первого поколения из первоначальной водородно-гелиевой плазмы наличием тяжелых элементов, сложной крупномасштабной структуры межзвездной среды и, в частности, спиральных рукавов и т. д. Однако самое важное это то, что процесс образования звезд в современной межзвездной среде доступен наблюдениям.

§ 16. Протозвездная стадия эволюции звезд

Непрерывность звездообразования.

Газово-пылевые комплексы и образование звезд.

Эмпирические подтверждения процесса звездообразования:

АО-ассоциации; космические мазеры. Стадия «свободного

падения». Объекты Хербига–Аро. Эволюция звезд на стадии

Хаяши. Звезды типа Т Тельца. Эволюция протосолнца.

Заключение

Непрерывность звездообразования. На современном этапе эволюции Вселенной видимое в ней вещество находится преимущественно в звездном состоянии. Это означает, что большая часть вещества Вселенной скрыта в недрах звезд и имеет температуру десятки миллионов градусов, очень высокую плотность и физические условия, мало отличающиеся от термодинамического равновесия.

Основная эволюция вещества Вселенной происходила и происходит в недрах звезд. Именно там находится тот «плавильный тигль», который обусловил химическую эволюцию вещества во Вселенной, обогатив его тяжелыми элементами. Там же вещество по естественным законам природы превращается из идеального газа в очень плотный вырожденный газ и «нейтронизированную» материю. А также у некоторых звезд на поворотных этапах их эволюции может реализоваться состояние «черной дыры». Особое значение имеет исследование взаимосвязи между звездами и межзвездной средой, включающее проблему непрерывного образования звезд из конденсирующейся межзвездной среды. На непрерывность звездообразования указывает следующее. Возраст нашей Галактики приблизительно 10 млрд. лет, а звезды с массой в 10 масс Солнца живут приблизительно 10 млн. лет, т. е. их возраст составляет тысячную долю возраста Галактики. Ежегодно в нашей Галактике умирает, как минимум, одна звезда. И если бы все звезды образовались одновременно, то к сегодняшнему дню они все должны были бы умереть. А поскольку звездные россыпи на небе сияют во всем своем великолепии, то ясно, что в Галактике идут процессы, компенсирующие смерть звезд, т. е. процессы их рождения. Итак, наличие звезд подчеркивает необратимость процессов эволюции вещества во Вселенной. Ведь звезды в основном излучают за счет необратимого процесса превращения водорода в более тяжелые элементы, прежде всего в гелий. Постоянно накапливающиеся во Вселенной инертные (т. е. «мертвые») конечные продукты эволюции звезд – белые карлики, нейтронные звезды и «черные дыры» также подчеркивают необратимый характер эволюции Вселенной. Чтобы в какой-то степени понять, что собой представляет Вселенная, надо, прежде всего, знать, что такое звезды, и как они эволюционируют. Делая попытку ответить на поставленный вопрос, будем опираться на достижения современной астрофизики. Следует, однако, иметь в виду, что на многие вопросы исчерпывающих ответов пока нет.

Газово-пылевые комплексы и образование звезд. Характерной особенностью межзвездной среды является большое разнообразие имеющихся в ней физических условий. В частности, в Галактике наблюдаются агрегаты холодного межзвездного

вещества, получившие название «газово-пылевых комплексов». Один из ближайших к нам и, пожалуй, лучше всего исследованный комплекс находится в созвездии Ориона. Он включает в себя туманность Ориона, плотные, поглощающие свет газово-пылевые облака, и ряд других примечательных объектов. Значение газово-пылевых комплексов в современной астрофизике очень велико. Дело в том, что астрономы, в значительной степени интуитивно, связывали образование конденсаций в межзвездной среде с процессом образования звезд из «диффузной», сравнительно разреженной газово-пылевой среды. Было только одно строгое теоретическое обоснование для такого убеждения – гравитационная неустойчивость первоначально однородной диффузной среды. Дело в том, что в такой однородной среде неизбежны малые возмущения плотности, т. е. отклонения от строгой однородности. В дальнейшем, если масса этих конденсаций превосходит некоторый предел, под влиянием силы всемирного тяготения малые возмущения будут нарастать, и первоначально однородная среда разобьется на несколько конденсаций. Под влиянием силы гравитации эти конденсации будут продолжать сжиматься и, как можно полагать, превратятся в звезды.

Эмпирические подтверждения процесса звездообразования. Какие же основания существуют для подтверждения связи между газово-пылевыми комплексами и образованием звезд?

АО-ассоциации. Эмпирическим подтверждением образования звезд из облаков межзвездной среды является то обстоятельство, что массивные горячие звезды высокой светимости спектральных классов *O* и *B* распределены в Галактике не однородно, а группируются в отдельные большие скопления, которые позже получили название “ассоциации”. По своим характеристикам они похожи на молодые звездные скопления. Молодые ассоциации звезд тесно связаны с большими газово-пылевыми комплексами межзвездной среды. Естественно считать, что такая связь должна быть генетической, т. е. эти звезды образуются путем конденсации облаков газовой-пылевой среды.

Космические мазеры. Радикальные изменения в проблеме экспериментального изучения рождения звезд внесла радиоастрономия. Частицы пыли, содержащиеся в газово-пылевых облаках, очень сильно поглощают свет, идущий от расположенных за

ними звезд. На фотографиях участков Млечного пути эти газопопылевые облака выглядят как маленькие черные пятнышки неправильной формы. Их называют «глобулы», а диаметр их примерно несколько световых лет. Они выглядят черными, т. к. не испускают собственного света и находятся между нами и яркими звездами, свет от которых они заслоняют. Однако межзвездная пыль не поглощает радиоволны, что дает возможность изучения газопопылевых комплексов методами радиоастрономии.

Методами радиоастрономии были открыты совершенно неожиданные явления в газопопылевых комплексах, которые, как можно полагать, имеют прямое отношение к процессу звездообразования. Так, в 1965 г. зарегистрированы космические радиоисточники, излучающие в радиолиниях молекул гидроксидла OH и H_2O . Они были названы «космические мазеры». (По аналогии с генератором когерентного излучения лазером – в оптическом диапазоне или мазером – в радиодиапазоне.) Свойства этих радиоисточников объясняются предположением о мазерном усилении излучения, при этом источником накачки является инфракрасное излучение звездообразных объектов, имеющих высокую светимость, низкую температуру поверхности и огромные линейные размеры. Например, многие мазерные источники отождествляются с инфракрасными источниками. Такие инфракрасные объекты наблюдаются, в частности, в туманности Ориона, где находятся самые яркие мазерные источники. Тщательные исследования типичного инфракрасного источника в туманности Ориона показали, что его никак нельзя рассматривать как нормальную звезду, погруженную в плотное пылевое облако: вычисленные по его излучению параметры (диаметр около 50 а. е., температура приблизительно 550–350 К и светимость примерно в 1000 раз больше светимости Солнца) говорят о том, что подобные объекты являются протозвездами, т. е. звездами в самой начальной стадии своего образования. Следовательно, на поставленный выше вопрос о связи между газопопылевыми комплексами и процессом звездообразования можно ответить, что основанием для такого предположения являются результаты исследования звездных ассоциаций и мазеров.

Стадия «свободного падения». Выстроим сценарий самых ранних этапов процесса звездообразования. Процесс образова-

ния звезд начинается с конденсации плотных холодных молекулярных облаков, на которые из-за гравитационной неустойчивости распадается газопопылевой комплекс. Здесь важно еще раз подчеркнуть, что этот процесс является закономерным, т. е. неизбежным. Теоретически обосновано, что тепловая неустойчивость межзвездной среды неизбежно ведет к ее разделению на отдельные, сравнительно плотные облака и межоблачную среду. Собственная сила тяжести не может сжать облака – для этого они недостаточно плотны и велики. Но здесь вступает в силу межзвездное магнитное поле и характерная для него «неустойчивость Рэля – Тейлора». В системе силовых линий этого поля неизбежно образуются довольно глубокие «ямы», куда стекаются облака межзвездной среды. Это приводит к образованию огромных сгущений – глобул. А поскольку все звезды излучают, и их излучение оказывает давление, то под действием этого давления объем, заполняемый газом и пылью, будет сжиматься. Такое сжатие протекает в течение некоторого времени, зависящего от окружающих глобулу источников излучения и интенсивности последнего. Гравитационные силы, возникающие из-за концентрации массы в центре глобулы, тоже стремятся сжать глобулу, заставляя вещество падать к ее центру. Падая, частицы вещества приобретают кинетическую энергию и разогревают газопопылевое облако, т. е. падение вещества к центру сопровождается частыми столкновениями частиц и переходом их кинетической энергии в тепловую. В результате температура глобулы возрастает. Глобула становится протозвездой и начинает светиться, так как энергия частиц перешла в тепло, нагрела газ и пыль. В этой стадии протозвезду едва видно: основная доля ее излучения приходится на далекую инфракрасную область. Звезда еще не родилась, но зародыш ее уже появился. Это самая ранняя фаза эволюции протозвезды – фаза «свободного падения». Эта фаза заканчивается после того, как благодаря возросшей плотности, протозвезда (которая до этого сжималась при более или менее постоянной температуре) станет непрозрачной к собственному инфракрасному излучению. После этого температура ее центральных областей начнет быстро расти. Характерное время сжатия облака до размеров протозвезды можно оценить по формуле механики, описывающей свободное падение тела под влиянием

некоторого ускорения. Заметим, что по мере сжатия облака величина ускорения, действующего на его частицы, будет увеличиваться. Для простоты рассуждения будем считать его постоянным, что не отразится на нашей оценке. При таком упрощающем предположении путь R , пройденный поверхностными слоями звезды за время t , будет равен

$$R = \frac{1}{2}gt^2, \quad (5.4)$$

где ускорение $g = GM/R^2$. Отсюда следует, что

$$t = \sqrt{\frac{2R^3}{GM}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi}{3}G\rho}}, \quad (5.5)$$

где $\rho = 3M/4\pi R^3$ – средняя плотность облака.

Из формулы (5.5) следует, что время существенного сжатия облака зависит только от его средней первоначальной плотности. Формулу (5.5) можно написать иначе, подставив в нее значение M из условия гравитационной неустойчивости (5.3)

$$t = \left(\frac{5\mu}{AT}\right)^{3/2} GM = 6 \cdot 10^7 \frac{\mu^{3/2}}{T^{3/2}} \left(\frac{M}{M_0}\right) \text{ лет.} \quad (5.6)$$

Полагая молекулярный вес $\mu = 2$, а $T \sim 20 \text{ K}$, найдем, что облако с массой, равной солнечной, сожмется за миллион лет. В процессе только что описанной первой стадии конденсации газво-пылевого облака в звезду, которая называется «стадией свободного падения», освобождается определенное количество гравитационной энергии $\sim GM^2/R_1$ (R_1 – радиус облака в конце этой стадии, когда оно становится непрозрачным для собственного инфракрасного излучения). Половина освободившейся при этом энергии должна покинуть облако в виде инфракрасного излучения, а половина пойти на нагрев вещества.

Объекты Хербига–Аро. Были получены поразительные фотографии области неба, входящей в состав Большой Туманности Ориона, где в течение нескольких лет появилось небольшое скопление звезд. Так, на снимках 1947 г. в этом месте была видна группа из трех звездоподобных объектов. К 1954 г. некоторые из них стали продолговатыми, а к 1969 г. эти продолговатые образования распались на отдельные звезды – можно сказать, что ас-

трономы наблюдали рождение звезд буквально на глазах. Этот случай показал, что звезды могут рождаться за короткий интервал времени и казавшиеся ранее странными рассуждения о том, что звезды обычно возникают в группах или звездных скоплениях, оказались справедливыми. Тот особый класс тел нашей Галактики называется объектами Хербига–Аро по имени двух астрономов, впервые обнаруживших эти объекты: американского астронома Хербига и независимо от него мексиканского астронома Аро. На сегодня известно множество таких объектов; все они находятся в туманностях.

Эволюция звезд на стадии Хаяши. Вернемся к рассмотрению процессов, происходящих при рождении звезды. Звезда продолжает сжиматься, сжатие сопровождается возрастанием температуры, и между наружными и внутренними слоями звезды возникает разность температур. По этой причине освобождающаяся при сжатии гравитационная энергия должна каким-то образом транспортироваться наружу. Дальнейшая эволюция протозвезды была теоретически рассчитана японским астрофизиком Хаяши, который первым обратил внимание на то, что транспорт энергии в сжимающейся звезде должен осуществляться путем конвекции, а не лучеиспусканием, как полагали до 1961 г., когда были опубликованы исследования Хаяши. Это, так называемая, стадия Хаяши связана с началом транспортировки энергии наружу, в жизни, охваченной конвекцией протозвезды. Звезда продолжает сжиматься, причем температура ее недр непрерывно увеличивается. Когда температура поднимается до нескольких миллионов градусов, включаются первые термоядерные реакции на легких элементах (литий, бериллий, бор) с низким «кулоновским барьером». Протозвезда при этом будет продолжать сжиматься, так как «продукция» термоядерной энергии все еще недостаточна для того, чтобы разогреть ее недра до такой температуры, при которой давление газа уравнивает силу гравитации. Только после того как продолжающийся рост температуры в недрах протозвезды сделает возможным реакцию протон-протонного или углеродно-азотного циклов, давление газа ее «застабелизует». Протозвезда станет звездой.

Звезды типа Т Тельца. Мы рассмотрели процесс эволюции протозвезды в звезду. Подтверждают ли наблюдения описанную

картину эволюции протозвезды? Выше говорилось, что наблюдаются протозвезды в стадии «свободного падения»; известны объекты Хербига–Аро. Значительно больший наблюдательный материал имеется для протозвезд, находящихся в стадии конвективного сжатия (стадии Хаяши). Астрономам известен класс звезд, получивших по имени их типичного представителя название «звезды типа Т Тельца». Это холодные звезды быстро и беспорядочно меняющие свою яркость. Все говорит о том, что их атмосферы охвачены бурной конвекцией. Характерной особенностью звезд типа Т Тельца является наличие в их спектре линий поглощения лития. Это может означать, что в недрах таких звезд еще не наступили первые ядерные реакции, ведущие к выгоранию легких элементов. Наблюдаются такие звезды группами. Им сопутствует скопление плотных облаков газовой-пылевой межзвездной среды. Все эти факты дают серьезное основание считать звезды типа Т Тельца звездами в стадии эволюции Хаяши.

Эволюция протосолнца. На рис. 5.2 схематически представлена зависимость радиуса протозвезды, первоначальная масса которой была равна массе Солнца, от времени. Прерывистые горизонтальные линии соответствуют радиусам орбит планет Солнечной системы. В начале «стадии свободного падения» радиус протозвезды близок к радиусу орбиты Плутона. При этом средняя концентрация частиц, преимущественно молекул водорода, $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Стадия свободного падения, начатая от такой плотности, имеет длительность немногим более 10 лет. За это время протозвезда сжимается до размеров орбиты Меркурия, т. е. примерно в 100 раз. Этому этапу предшествовал более длительный этап сжатия облака с первоначальной плотностью $10^5\text{--}10^6 \text{ см}^{-3}$ до размеров орбиты Плутона. Далее, сжатие протозвезды резко замедляется, так как она становится непрозрачной к собственному излучению. Наступает «стадия Хаяши» в жизни охваченной конвекцией протозвезды. Через несколько десятков миллионов лет сжатие протозвезды почти прекращается, и она «садится» на главную последовательность.

Заключение. Идея о происхождении звезд из диффузной межзвездной среды получила подтверждение из наблюдений и может рассматриваться как основополагающая.

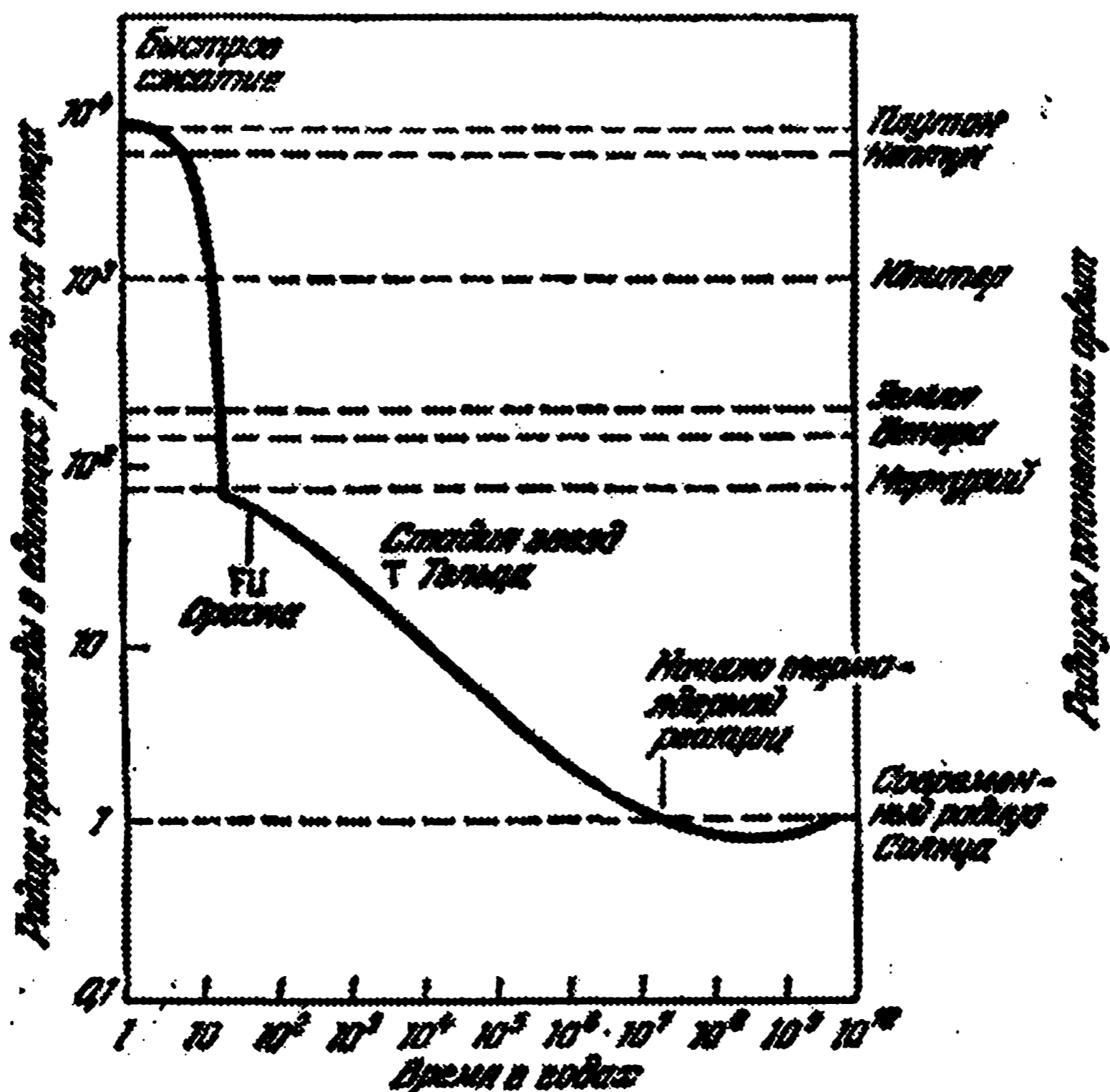


Рис. 5.2. Теоретическая зависимость радиуса протозвезды от времени

§ 17. Эволюция звезды от газовой-пылевого облака

Стадия главной последовательности. Красные гиганты.

Эволюция химических элементов. Сверхновые.

Эволюция Солнца

Стадия главной последовательности. Если протозвезда уже образовалась, то следующим шагом в ее эволюции будет гравитационное сжатие. В результате сжатия звезда приходит в состояние, близкое к устойчивости, и становится звездой главной последовательности. Сжатие звезды, приводящее ее на главную последовательность, сопровождается превращением гравитационной энергии в тепловую и энергию излучения. Как только наступит равновесие, сжатие прекращается, и для звезды начинается период относительно спокойного существования на главной последовательности, на которой она проводит большую часть своей жизни.

Наше Солнце находится на этой последовательности примерно 5 млрд. лет и, по-видимому, проведет на ней еще столько же, так как звезды с такой массой и таким химическим составом,

как у Солнца живут 10–12 млрд. лет. Звезды много меньшей массы находятся на главной последовательности ~ 50 млрд. лет. Если же масса звезды в 30 раз превосходит солнечную, то время ее пребывания на главной последовательности составляет всего около 1 млн. лет.

Красные гиганты. Красные гиганты – это звезды, образующиеся из звезд главной последовательности после «выгорания» ядерного горючего в их недрах. Когда в центральной части звезды водород почти полностью выгорел, эта область, лишенная источников энергии, начинает сжиматься. Сжатие происходит потому, что нарушается условие гидростатического равновесия. Полное давление состоит из давления газа и давления излучения. По мере «выгорания» водорода давление излучения уменьшается, и тогда силы гравитации начинают сжимать центральную часть звезды.

Для звезд большой массы сжатие приводит к столь большим температурам, что могут начаться реакции гелиевого цикла, преобразующие гелий в более тяжелые элементы, а область, в которой горит водород, постепенно перемещается от центра наружу, и образуется так называемый слоевой водородный источник энергии. Таким образом, водород будет превращаться в гелий на периферии ядра, и когда он «сгорит» в некотором слое, то процесс перейдет в следующий слой. Ядро, нагреваемое снаружи, будет иметь температуру, одинаковую по всей массе. При этом ядро не сможет сохранить равновесия и будет сжиматься, пока его плотность не превысит в сотни раз плотность воды. Такой газ перейдет в особое состояние, называемое вырожденным. Вырожденный газ обладает такими свойствами, что давление внутри ядра сможет уравновесить вес всей массы, поэтому дальнейшее сжатие прекращается. Ядро будет находиться в равновесии. В то же время внешние слои звезды будут раздуваться, радиус ее увеличится в десятки раз так, что поверхность звезды (в случае Солнца) будет доходить до орбиты Меркурия. Звезда сходит с главной последовательности и становится красным гигантом. Это холодная звезда с эффективной температурой 3000–4000 K, поэтому максимум энергии приходится на красную и инфракрасную части ее спектра, но со всей своей большой поверхности красный гигант излучает энергии в десятки раз боль-

ше, чем раньше. Наблюдения показывают, что у красных гигантов имеет место истечение вещества из атмосферы. В этом случае процесс происходит медленно и приводит к образованию планетарной туманности. Когда протяженная оболочка звезды рассеется, остается только ее центральное ядро, вещество которого находится в вырожденном состоянии, как и вещество белых карликов. Поэтому кажется очень вероятным, что белые карлики являются четвертым и последним этапом эволюции таких звезд, следующим за стадией красного гиганта.

Эволюция химических элементов. Если масса звезды или ее остатка после потери вещества превышает определенную критическую величину, то жизнь ее не заканчивается на стадии красного гиганта, в недрах которого гелий превращается в углерод. Ее дальнейшая эволюция идет по другому пути. Сгорание гелия продолжается относительно короткое время. Как показывают расчеты, время нахождения звезды на стадии выгорания гелия примерно в десять раз меньше времени пребывания звезды на главной последовательности, причем это отношение слабо зависит от полной массы звезды.

После выгорания гелия в ядре (уменьшения его до 30 %) картина в какой-то мере повторяется. В центре звезды образуется изотермическое, уже преимущественно углеродное, ядро, а вне его – слоистый источник, в котором продолжается превращение гелия в углерод. Можно показать, что в ходе дальнейшей эволюции звезды наступает новое быстрое сжатие, и, если масса звезды достаточно велика, могут начаться термоядерные реакции, ведущие к синтезу более тяжелых элементов до железа включительно.

Как и прежде, при превращении легких элементов в более тяжелые, выделяется энергия, удерживающая звезду от коллапса. Своим внутренним строением звезда теперь напоминает «матрешку», каждый слой которой заполнен преимущественно каким-либо одним элементом. На рис. 5.3 представлено возможное распределение химического состава вдоль радиуса далеко проэволюционировавшей массивной звезды. Железное ядро окружено слоями, в которых водород превращается в гелий, гелий – в углерод, кислород – в кремний, кремний – в никель и никель – в железо.

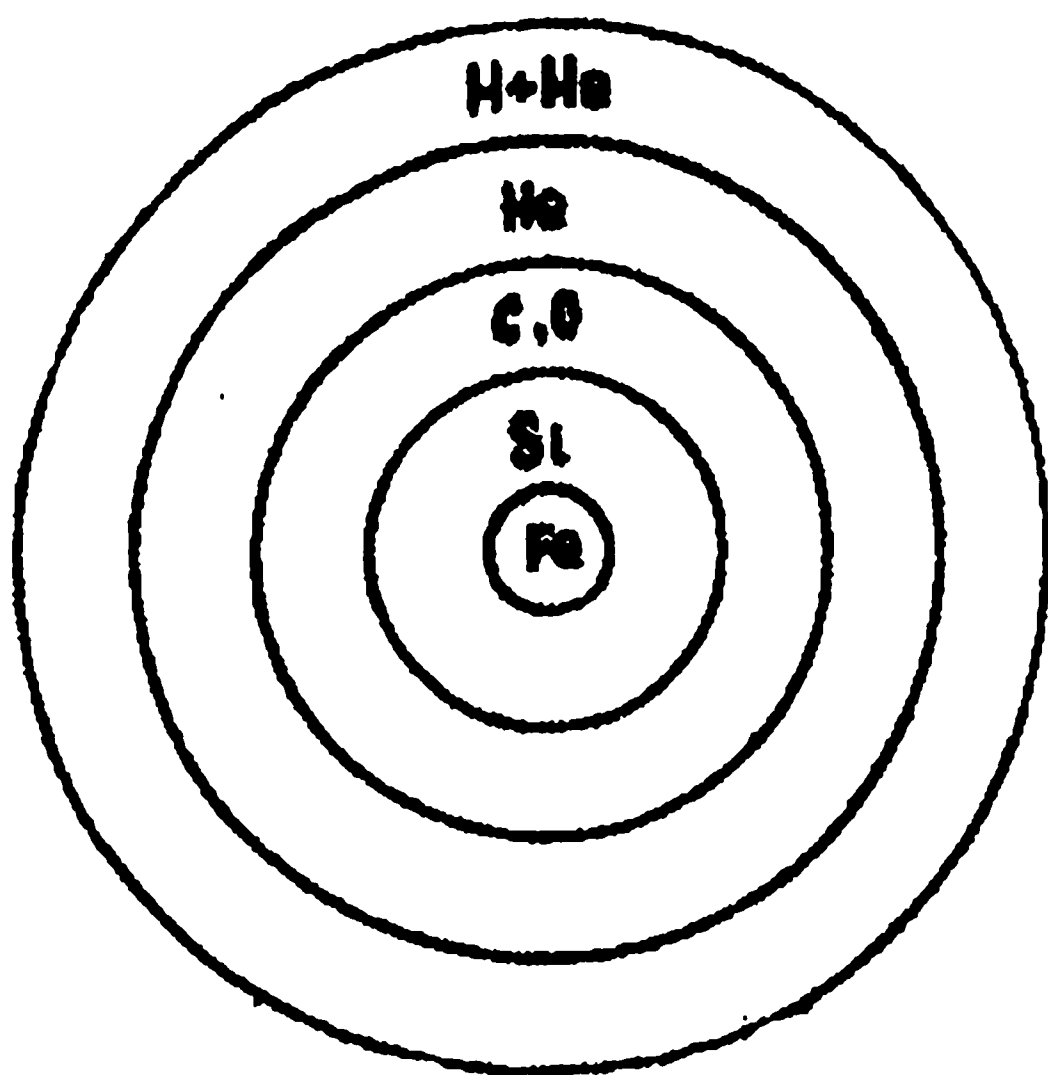
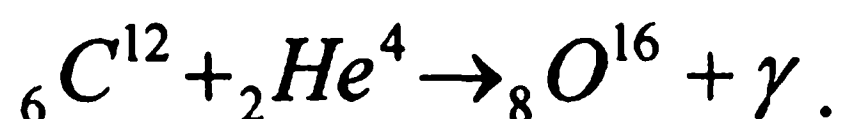
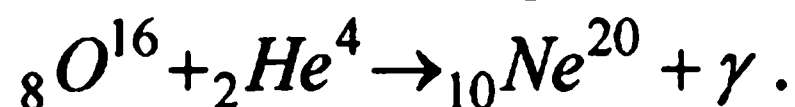


Рис. 5.3. Разрез звезды, находящейся на стадии предсверхновой

Примерное соотношение температур и соответствующего им нуклеосинтеза рассмотрим со стадии образования гелиевого ядра. Ядро звезды, в котором большинство α -частиц превратилось в ядра углерода, сжимается и нагревается до температуры $\approx 2 \cdot 10^8$ К. Оставшиеся α -частицы вступают в реакцию с ядрами углерода и превращаются в кислород:



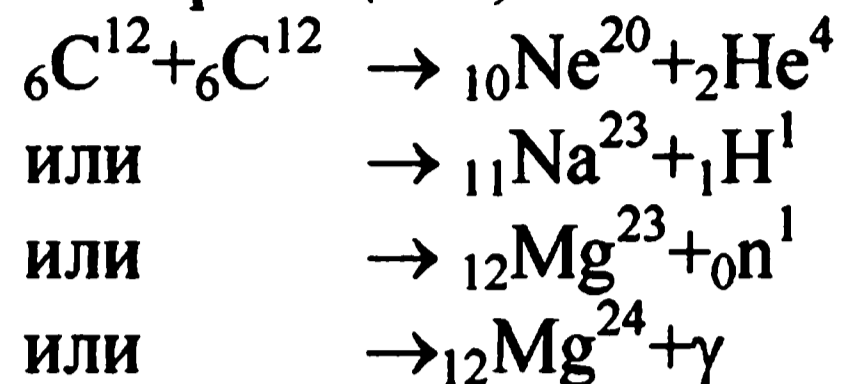
Этим исчерпывается большая часть гелия, поэтому последующая реакция при более высокой температуре происходит менее часто, и результатом ее является ядро неона:



Продолжающееся сжатие звезды ведет к уплотнению ее ядра и росту температуры примерно до $6 \cdot 10^8$ К. При такой температуре ядерным топливом становится неон, который в ходе реакций превращается в магний и затем в кремний. Образование магния сопровождается выходом свободных нейтронов. Когда звезда родилась из протозвездного облака, она уже содержала некоторые элементы группы железа. Свободные нейтроны, вступая в реакцию с этими элементами, создают атомы более тяжелых металлов – вплоть до урана.

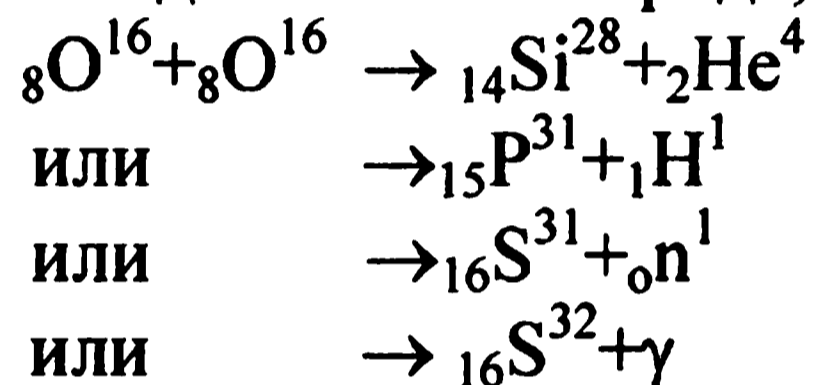
Резюмируем: в процессе выгорания гелия в ядре, а затем и в гелиевом слое источнике образуется значительное количество углерода C^{12} . Последовательно захватывая ядра He^4 , он образует элементы O^{16} , Ne^{20} , Mg^{24} , Si^{28} и т. д. Очевидно, что количество образовавшихся элементов зависит от температуры и плотности вещества в недрах звезд, достижимых в процессе эволюции.

Следующая стадия нуклеосинтеза возникает в том случае, когда температура, теперь уже в углеродном ядре, достигает $(8-10) \cdot 10^8 \text{ K}$. При таких температурах, которые могут встречаться в ядрах сильно проэволюционировавших звезд, ядра углерода имеют энергии, достаточные для преодоления кулоновского барьера. Тогда при таких реакциях, как:



может происходить «сгорание» углерода. Третья реакция важна тем, что также служит источником нейтронов, необходимых для построения тяжелых ядер.

При еще больших температурах, примерно $(1,3-1,4) \cdot 10^9 \text{ K}$, включаются реакции соединения кислорода, как, например:



Ядра кремния, соединяясь попарно, образуют ядра никеля, которые вскоре превращаются в ядра железа. В ядерные реакции, сопровождающиеся возникновением новых химических элементов, вступают не только нейтроны, но также протоны и α -частицы. Появляются такие элементы, как сера, алюминий, кальций, аргон, фосфор, хлор, калий, а при температурах $2-5 \cdot 10^9 \text{ K}$ рождаются титан, ванадий, хром, железо, кобальт, цинк и др. Но из всех этих элементов наиболее широко представлено железо.

Сверхновые. Как и прежде, сжатие звезды сопровождается ростом температуры, которая в итоге достигает $3,5-5 \cdot 10^9 \text{ K}$. Теперь события развиваются несколько иначе: при таких температурах возникает мощное γ -излучение, способное разрушать ядра. Ядро, состоящее из элементов группы железа под действием мощных γ -квантов распадается на ядра гелия. Из каждого ядра железа получается 13 α -частиц и 4 нейтрона. На этом этапе звезда достигает состояния взрыва. Происходит это по следующим причинам. При сжатии температура железного ядра поднимается только до определенной величины, ее дальнейший рост прекра-

щается, так как выделяющаяся при сжатии гравитационная энергия пойдет на диссоциацию ядер железа. А остановка нагрева сжимающегося ядра приводит к его резкому, катастрофическому сжатию; происходит «взрыв внутрь», отрывающий ядро звезды от ее внешних слоев. Он происходит за считанные секунды. Импульзия, или взрыв внутрь, устраняет давление, поддерживающее внешние слои звезды, и оболочка, не успевая «спокойно» перестроить свою структуру, начнет падать к центру звезды, при этом быстро нагреваясь. В течение секунды кинетическая энергия звезды превращается в тепловую, и вещество оболочки нагревается до температуры $\sim 3 \cdot 10^9$ К. При такой высокой температуре более легкие элементы – в основном кислород – проявляют взрывную неустойчивость. Подсчитано, что за время ~ 1 с в ходе этих ядерных реакций выделяется энергия, равная той, которую Солнце излучает за миллиард лет! Так рождается сверхновая звезда.

Энергия, освободившаяся при взрыве, срывает наружные слои звезды и выбрасывает их в космическое пространство со скоростью $\approx 10^3$ км/с. Формируется газовая оболочка – туманность – удаляющаяся от звезды примерно 10^5 лет. Когда вещество туманности станет настолько разреженным и диффузным, что уже не сможет возбуждаться коротковолновым излучением очень горячей материнской звезды, мы перестанем его видеть. Оставшаяся сверхгорячая звезда является, по всей вероятности, нейтронной звездой.

Со взрывом сверхновой связано образование тяжелых элементов. Не все ядра могут создаваться при простом подъеме плотности и температуры в «ядерной печке», а такие элементы, как ртуть, золото или висмут, вообще не должны появляться. Ключ к разгадке происхождения этих более тяжелых элементов, согласно гипотезе Гамова, в том, что все ядра были построены путем последовательного захвата нейтронов. Нейтроны образуются в недрах стареющей звезды, например при образовании магния. Ядра захватывают их, и вследствие этого появляется ядро на один нуклон тяжелее. Такой процесс называется *медленным* захватом нейтронов.

Аналогичный процесс, т. е. создание ядер путем захвата нейтронов, протекает с большой скоростью при гибели массив-

ных звезд, т. е. при взрыве сверхновых. В оболочке сверхновой атомное ядро быстро захватывает один за другим ряд нейтронов. Такой процесс называется *быстрым* захватом нейтронов.

Эволюция Солнца. Межзвёздное вещество, из которого возникло Солнце, не было чистым водородом. В настоящее время считается вероятным, что все элементы были созданы в звёздах из одного исходного материала – водорода. Различные механизмы (внезапные выбросы и спокойное истечение вещества из звёзд) возвращают вещество, подвергшееся в звёздах ядерным превращениям, обратно в межзвёздную среду. Межзвёздное пространство непрерывно снабжается веществом, богатым тяжёлыми элементами. Известно, что перемешивание между поверхностными слоями и недрами Солнца незначительно. Следовательно, химический состав внешних оболочек Солнца отражает состав первоначального межзвёздного облака, из которого возникло Солнце. На этом основании полагают, что Солнце принадлежит, по крайней мере, к третьему поколению звёзд. В Галактике есть звёзды, которые моложе Солнца, и много таких звезд, которые старше его.

Так как внутренняя энергия должна возрасти, а распределение массы не изменяется, то должна увеличиться температура звезды. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока центральная температура Солнца не достигнет значения $\approx 10^7$ К, при котором ядерные реакции становятся достаточно эффективным энергетическим источником излучения звезды. Как только наступает равновесие, сжатие прекращается, и для звезды начинается период относительно спокойного существования на главной последовательности.

Когда в центральной части Солнца водород почти полностью выгорит, эта область, лишенная источников энергии, начнет сжиматься. Это происходит потому, что нарушается условие гравитационного равновесия, при котором давление должно уравновешивать силу тяжести. При выводе уравнения (2.1) мы понимали под P – газовое давление. Однако полное давление состоит из давления газа и давления излучения. Поэтому по мере «выгорания» водорода уменьшается и давление излучения, и тогда силы гравитации начинают сжимать центральную часть звезды.

Ядро будет сжиматься до тех пор, пока его плотность не превысит плотность воды в сотни раз. Такой газ перейдет в особое состояние, называемое вырожденным. Вырожденный газ обладает такими свойствами, что давление внутри ядра сможет уравновесить вес всей массы, поэтому дальнейшее сжатие прекращается. Ядро будет находиться в равновесии. В то же время внешние слои звезды будут раздуваться, радиус ее увеличится в десятки раз так, что поверхность звезды (в случае Солнца) будет доходить до орбиты Меркурия. Звезда сходит с главной последовательности и становится красным гигантом. Это холодная звезда с эффективной температурой $3000\text{--}4000\text{ K}$, поэтому максимум энергии приходится на красную и инфракрасную области ее спектра, но со всей своей большой поверхности красный гигант излучает энергии в десятки раз больше, чем раньше. Наблюдения показывают, что у красных гигантов имеет место истечение вещества из атмосферы. В этом случае процесс происходит медленно и приводит к образованию планетарной туманности. Когда протяженная оболочка Солнца рассеется, останется только его центральное ядро, вещество которого находится в вырожденном состоянии, как и вещество белых карликов. На этой стадии ядерные реакции прекращаются, в течение времени $\approx 10^9$ лет тепло подводится из внутренних областей звезды. Радиус Солнца на стадии белого карлика $\approx 10^{-2} R_{\odot}$ светимость – $10^{-2}\text{--}10^{-3} L_{\odot}$. Со временем останется холодная, выгоревшая масса солнечного вещества, т. е. чёрный карлик.

КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 18. Белые карлики

Определение. История открытия. Природа белых карликов. Понятие вырождения. Условие вырождения. Критерий вырождения для разных частиц. Давление белых карликов, условие равновесия и излучение. Релятивистское вырождение. Заключение

В ходе исследования эволюции звезд наиболее давним и надежно установленным является тот факт, что последняя *видимая глазом* стадия в жизни звезды – это белый карлик.

Определение. Белые карлики – это звезды с небольшими диаметрами, низкими светимостями, но высокими эффективными температурами, относящиеся к спектральным классам *B–F*, имеющие белый цвет. На диаграмме «спектр – светимость» белые карлики расположены в левом нижнем углу.

История открытия. Первым среди такого рода объектов был открыт компонент Сириуса. История его открытия восходит к началу XIX в., когда Фридрих Вильгельм Бессель, изучая движение наиболее яркой звезды северного неба – Сириуса – обнаружил, что ее траектория является не «прямой» линией, а имеет волнообразный характер. Спустя 10 лет после первых наблюдений Сириуса, в 1844 г., Бессель пришел к выводу, что рядом с Сириусом находится вторая звезда, которая оказывает на него гравитационное воздействие, следствием которого и являются колебания в движении Сириуса.

В 1862 г. Алвану Кларку, крупнейшему строителю телескопов в США, университетом штата Миссисипи было поручено сконструировать телескоп с диаметром объектива 46 см, который должен был стать самым большим телескопом в мире. Когда об-

работка линзы для объектива телескопа была завершена, необходимо было проверить, насколько точно выдержана форма ее поверхности. Теоретическое угловое разрешение, достижимое при помощи данного телескопа определяется явлением дифракции электромагнитного излучения. Реальное разрешение оценивается из распределения яркости в дифракционном изображении точечного источника. В качестве точечного источника для проверки точности изготовления линзы А. Кларк использовал Сириус, при наблюдении которого в поле зрения телескопа возникла еще одна, слабая звездочка, оказавшаяся компонентом Сириуса, предсказанным Бесселем. Так, Сириус стал предметом всеобщего интереса и многих исследований, как физически двойная система.

С учетом особенностей движения Сириуса, его расстояния до Земли и амплитуды отклонений от прямолинейного движения, можно определить характеристики обеих звезд системы, названных Сириус А и Сириус В.

Масса Сириуса В составила 95 % массы Солнца, т. е. в первом приближении примерно равна M_c .

Используя зависимость «масса–светимость», можно определить светимости звезд. Оказалось, что светимость Сириуса В (L_B) в 300 раз меньше светимости Солнца (L_c), т. е.

$$L_c = 300 L_B \quad (6.1)$$

Светимость L любой звезды зависит от ее температуры T и радиуса R , и определяется соотношением физических характеристик, как

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (6.2)$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана. В 1915 г. на обсерватории Маунт Вилсон (США) были получены фотографии спектра Сириуса В, которые позволили установить его спектральный класс и температуру поверхности. Температура оказалась выше, чем у Солнца и равна ≈ 8000 К. Из соотношений (6.1–6.2) можно определить радиус спутника R_B , а затем и его плотность ρ . Плотность Сириуса В оказалась равной $5 \cdot 10^4$ г/см³ (сопоставим с плотностью воды ~ 1 г/см³).

Такова история открытия первого представителя этих удивительных объектов звездного мира – белых карликов.

При обсуждении физических свойств различных звезд, нанесенных на диаграмму «спектр–светимость», подчеркивалось,

что белые карлики – не редкая категория каких-то патологических «уродцев» в нашей Галактике. Наоборот, их многочисленная группа расположена в левом нижнем углу диаграммы. Следовательно, белые карлики должны были образоваться в результате закономерного процесса, который имел место у значительной части звезд.

Природа белых карликов. Основные особенности белых карликов таковы:

а) масса не слишком отличается от массы Солнца при радиусе в сотни раз меньше, чем у Солнца, т. е. размеры белых карликов одного порядка с размерами земного шара;

б) отсюда следует огромная средняя плотность вещества, достигающая до 10^6 – 10^7 г/см³ (т. е. до тонны и десятка тонн, «запрессованных» в кубическом сантиметре);

в) светимость белых карликов очень мала, в сотни и тысячи раз меньше солнечной.

При первой же попытке проанализировать условия в недрах белых карликов мы сталкиваемся с трудностью. Так, из соотношения физических характеристик звезд следует связь между массой звезды M , ее радиусом R и центральной температурой T

$$T = \text{Const} \frac{M}{R} \quad (*)$$

и поскольку температура должна быть обратно пропорциональна радиусу звезды, то центральные температуры белых карликов, казалось бы, должны достигать значений порядка многих сотен миллионов градусов ($\sim 10^8$ К). При таких температурах должно выделяться большое количество ядерной энергии. Даже если предполагать, что весь водород там «выгорел», тройная гелиевая реакция должна быть очень эффективной. Выделяющаяся при ядерных реакциях энергия обязана «просачиваться», диффундировать на поверхность в форме излучения, которое должно быть очень мощным. А между тем светимость белых карликов мала, на несколько порядков меньше, чем у «обычных» звезд той же массы. Прежде всего, столь сильное расхождение между ожидаемой и наблюдаемой светимостью означает, что формула (*) попросту неприменима к белым карликам. Вспомним теперь, какие основные допущения были сделаны при выводе этой формулы.

1. Прежде всего, предполагалось, что звезда находится в состоянии равновесия под действием двух сил: гравитационной и газового давления. Не приходится сомневаться, что белые карлики находятся в состоянии гидростатического равновесия, в противном случае за короткое время они перестали бы существовать:

а) рассеялись в межзвездном пространстве, если бы давление превышало силу гравитации,

б) либо сжались «в точку», если гравитация не была бы скомпенсирована давлением газа.

2. Не приходится сомневаться в универсальности закона всемирного тяготения: сила гравитации действует повсеместно, и она не зависит ни от каких других свойств вещества, кроме его количества.

3. Тогда остается только одна возможность: усомниться в зависимости газового давления от температуры, которую мы получили с помощью хорошо известного закона Клапейрона. Этот закон справедлив для идеального газа.

Следовательно, логический вывод состоит в том, что очень плотное вещество недр белых карликов уже не является идеальным газом. Правда, можно вообще усомниться, является ли это вещество газом? Может быть, это жидкость или твердое тело? Можно убедиться, что это не так. В жидкостях и твердых телах плотно упакованы атомы, которые соприкасаются своими электронными оболочками, имеющими не такие уж маленькие размеры: порядка 10^{-8} см. Ближе чем на такое расстояние атомные ядра, в которых сосредоточена практически вся масса атомов, «придвинуться» друг к другу не могут. Отсюда непосредственно следует, что средняя плотность твердого или жидкого тела не может значительно превысить ~ 20 г/см³. Тот факт, что средняя плотность вещества в белых карликах может быть в десятки тысяч раз больше, означает, что ядра там находятся друг с другом на расстояниях, значительно меньших, чем 10^{-8} см. Это означает, что электронные оболочки атомов как бы «раздавлены», и ядра отделены от электронов. В этом смысле мы можем говорить о веществе недр белых карликов, как об очень плотной плазме. Но плазма – это, прежде всего газ, т. е. такое состояние вещества, когда расстояние между образующими его частицами значительно превышает размеры последних. В нашем случае расстояния

между ядрами не меньше чем $\sim 10^{-10}$ см, в то время как размеры ядер ничтожно малы – порядка 10^{-12} см. Вещество белых карликов – это очень плотный ионизованный газ. Однако из-за огромной плотности его физические свойства резко отличаются от свойств идеального газа. Специфические свойства ионизованного газа при сверхвысоких плотностях определяются его вырождением. Это явление находит себе объяснение только в рамках квантовой механики. Вспомним особенности движения электронов в атоме, описываемые законами квантовой механики.

Понятие вырождения. Состояние каждого электрона в атомной системе определяется заданием квантовых чисел. Эти числа есть:

1) главное квантовое число – n , определяющее энергию электрона в атоме;

2) квантовое число ℓ , дающее значение орбитального вращательного момента электрона;

3) квантовое число m , дающее значение проекции этого момента на физически выделенное направление (например, направление магнитного поля);

4) квантовое число s , дающее значение соответственного вращательного момента – спина.

Фундаментальным законом квантовой механики является принцип Паули, запрещающий для любой квантовой системы (например, сложного атома) двум каким-либо электронам иметь все квантовые числа одинаковыми.

Поясним этот принцип на простой боровской модели атома. Совокупность трех квантовых чисел (кроме спина) определяет орбиту электрона в атоме. Принцип Паули, применительно к этой модели атома, запрещает находиться на одной и той же квантовой орбите более чем двум электронам. Если на такой орбите находятся два электрона, то у них должны быть противоположно ориентированные спины. Это означает, что хотя три квантовых числа у таких электронов могут совпадать, квантовые числа, характеризующие спины электронов, должны быть разными. На самом деле, конечно, наше рассуждение является весьма упрощенным. Вместо классической картины движения по траектории, квантовая механика говорит только о состоянии электрона, которое описывается несколькими совершенно опре-

деленными (квантовыми) параметрами. Вводится представление о «фазовом пространстве», в котором положение и количество движения каждой частицы в некоторый момент времени определяется тремя обобщенными координатами q_1, q_2, q_3 (в частности, например, x, y, z) и тремя скоростями или обобщенными импульсами p_1, p_2, p_3 . Для обозначения состояния данной частицы мы можем либо воспользоваться тремя отдельными графиками – по одному для каждой пары: обобщенный импульс и обобщенная координата, либо представить состояние частицы одной точкой в шестимерном пространстве, называемом фазовым пространством. Последний способ очень удобен. Представим себе, что это шестимерное пространство разделено на маленькие ячейки объемом h^3 , где h – постоянная Планка.

Сравним два неодинаковых объема A и B , содержащих одно и то же количество энергии (рис. 6.1). В объеме A осуществляются условия, при которых применима классическая теория. Он большой для данного числа частиц, и для него маловероятно, что в каждой ячейке будет находиться больше одного электрона, поэтому электроны будут следовать распределению Максвелла. Если газ сжимается до малого объема B , причем энергия, выделившаяся при сжатии, удаляется, то пространство оказывается чрезвычайно сжатым, и электроны вынуждены заполнять ячейки пространства импульсов, соответствующие высшим значениям энергии. При условиях полного вырождения каждая ячейка фазового пространства заполнена, и отдельная частица не может перейти в другую ячейку без того, чтобы частица, уже находящаяся в этой ячейке, в свою очередь, не передвинулась. Следовательно, отдельные частицы ведут себя так, как если бы они были сцеплены друг с другом.

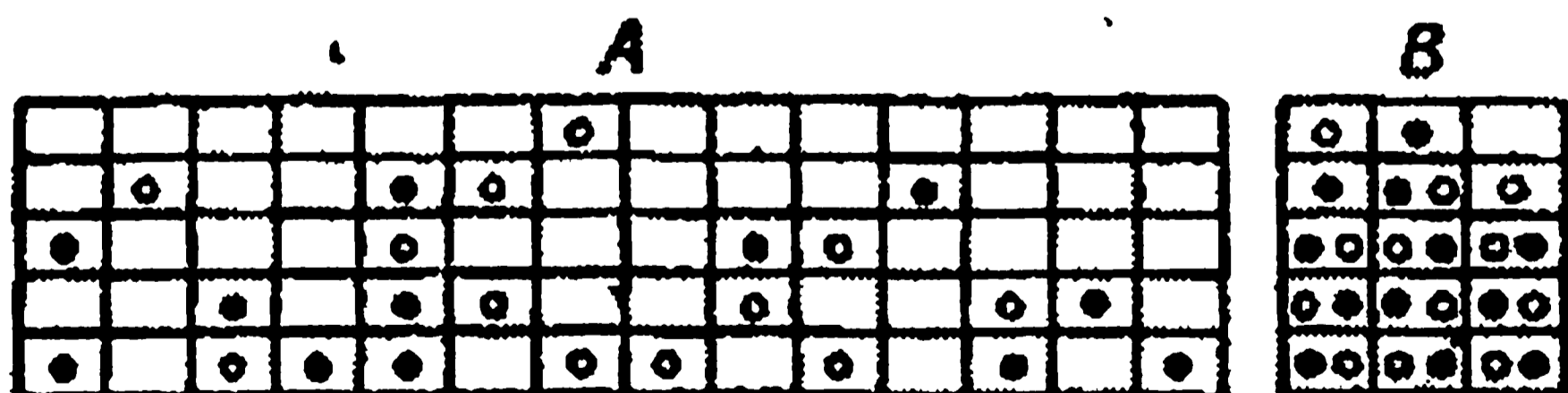


Рис. 6.1. Приближение к вырожденному состоянию при возрастании плотности:

- – электроны, имеющие спин $+\frac{1}{2}$,
- – электроны, имеющие спин $-\frac{1}{2}$

Для частиц, подчиняющихся принципу Паули, справедлива квантовая статистика Ферми–Дирака. (Закон распределения n_i частиц в энергетической области ε_i , содержащей Z_i элементарных ячеек: $n_i = Z_i / e^{\alpha + \beta \varepsilon} + 1$.)

Условие вырождения. Гравитационное сжатие белого карлика происходит в течение длительного времени, и электронные оболочки продолжают проникать друг в друга до тех пор, пока расстояние между ядрами не станет порядка радиуса наименьшей электронной оболочки. При максимальном сжатии электроны не связаны с отдельными ядрами, а свободно движутся относительно них. Процесс отделения электронов от ядер происходит в результате ионизации давлением. Когда ионизация становится полной, облако электронов движется относительно решетки из более тяжелых ядер, так что вещество белого карлика приобретает определенные физические свойства, характерные для металлов. В таком веществе энергия переносится к поверхности электронами, подобно тому, как тепло распространяется по железному пруту, нагреваемому с одного конца.

Установлено, что атомы газа обычного белого карлика образуют решетку плотно упакованных тяжелых ядер, сквозь которую движется вырожденный электронный газ. Ближе к поверхности звезды вырождение ослабевает, и на поверхности атомы ионизованы не полностью, так что часть вещества находится в обычном газообразном состоянии.

Как показывают квантово-механические расчеты, давление вырожденного электронного газа определяется формулой:

$$P = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu'} \right)^{5/3}, \quad (6.3)$$

где $K_1 \approx 10^{13}$ ед. CGS; μ' – средняя масса (в единицах атомного веса), приходящаяся на 1 свободный электрон. Формула (6.3) заменяет для вырожденного газа уравнение Клапейрона и является его «уравнением состояния». Характерной особенностью этого уравнения является то, что температура в него не входит. Кроме того, в отличие от уравнения Клапейрона, где давление пропорционально первой степени плотности, здесь зависимость давления от плотности более сильная. Отсюда получается и «условие вырождения», т. е. критерий для плотности при данной темпера-

туре. Получим его. Если давление, вычисленное для газа с плотностью ρ из уравнения состояния вырожденного газа (6.3) больше, чем давление, рассчитанное по уравнению состояния идеального газа, значит газ вырожден, т. е.

$$K_1 \frac{\rho^{5/3}}{\mu} > \frac{\rho \cdot RT}{\mu}, \text{ или}$$

$$\rho^{2/3} > \frac{RT (\mu')^{5/3}}{\mu K_1}, \text{ или}$$

$$\rho > \left(\frac{R}{K_1} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2} \cdot (\mu')^{5/2}.$$

Поделив обе части на ρ , получим критерий вырождения в виде:

$$1 > K_2 \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2} \cdot \frac{(\mu')^{5/2}}{\rho}, \quad (6.4)$$

где $K_2 = \left(\frac{R}{K_1} \right)^{3/2}$.

Критерий вырождения для разных частиц. Наряду с электронами в недрах белых карликов должны быть «оголенные» ядра, а также сохранившие «внутренние» электронные оболочки, сильно ионизованные атомы.

Применим к этим частицам критерий вырождения (6.4). Чему равен средний молекулярный вес μ в недрах белых карликов? Прежде всего, водорода там практически не должно быть: при таких огромных плотностях и достаточно высоких температурах он давно «сгорел» при ядерных реакциях. Основным элементом в недрах белых карликов должен быть гелий. Считается, что гелий в белых карликах ионизован. Гелий, имеющий атомный вес 4, поставляет два электрона и одно ядро, т. е. всего 3 частицы. Следовательно, полностью ионизованный гелий имеет молекулярный вес $\mu = 4/3$. Средняя масса, приходящаяся на один

электрон, $\mu' = \frac{4}{3} = 2$ (для водорода $\mu = 1/2$; $\mu' = 1$). Различие между μ и μ' имеет существенное значение.

Используя значение μ' для электронов и подставив его в условие вырождения (6.4), получим $l > 10^{-3}$, что справедливо, т. е. электронный газ вырожден. Для протонов $l > 10^2$; для других ядер правая часть еще больше, что невозможно. Следовательно, электронный газ внутри белых карликов вырожден, а газ из ядер не вырожден.

Давление белых карликов, условие равновесия и излучения. Газовое давление внутри звезды складывается из давления свободных электронов и давления атомных ядер, т. е.

$$P = P_e + P_a.$$

Но атомные ядра, как мы видели выше, образуют не вырожденный, а «нормальный» газ. Скорости их определяются температурой вещества белых карликов и всегда меньше, чем скорости электронов, обусловленные принципом Паули. Или иначе $P_a \sim \rho^1$, а $P_e \sim \rho^{5/3}$, т. е. $P_e \gg P_a$. В этом состоит одно из существенных проявлений вырождения. Можно сказать, что в условиях белых карликов газовое давление обусловлено только вырожденным электронным газом и значительно больше давления излучения.

Вещество белых карликов находится в равновесии под действием двух сил: гравитационного давления и давления вырожденного электронного газа, т. е. звезда находится в стабильном состоянии, и конечная судьба такой звезды – медленное охлаждение и постепенное превращение в невидимый в оптическом диапазоне «черный карлик».

Белые карлики, хотя и слабо, но все-таки излучают. Что является источником энергии этого излучения? Как уже подчеркивалось, водорода, основного ядерного горючего, в недрах белых карликов практически нет. Он почти весь выгорел на стадиях эволюции звезды, предшествовавшей стадии белых карликов. Но, с другой стороны, спектроскопические наблюдения с очевидностью указывают на то, что в самых наружных слоях белых карликов водород имеется. Он либо не успел выгореть, либо (что более вероятно) попал из межзвездной среды. Не исключено, что источником энергии белых карликов могут быть водородные

ядерные реакции, происходящие в очень тонком сферическом слое на границе плотного вырожденного вещества их недр и атмосферы. Кроме того, белые карлики могут поддерживать довольно высокую температуру своей поверхности путем обычной теплопроводности. Это означает, что не имеющие источников энергии белые карлики остывают, излучая за счет запасов своего тепла, которое содержится в ядрах ионизованных атомах. Полагая, что вещество белых карликов состоит в основном из гелия, можно найти количество тепловой энергии, содержащейся в белых карликах:

$$E_T = \frac{3}{2} kT \frac{M}{4m_H},$$

где m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана.

Время охлаждения белого карлика можно оценить, поделив тепловую энергию E_T на его светимость L . Оно оказывается порядка нескольких сотен миллионов лет.

Релятивистское вырождение. При очень больших плотностях электроны должны обладать такими большими скоростями, что приходится принимать во внимание релятивистское изменение массы со скоростью. По мере увеличения гравитационного сжатия белого карлика его центральная плотность будет расти. Вырождение электронного газа будет становиться все сильнее. Это значит, что на одну ячейку фазового пространства будет приходиться все большее число частиц. Им будет очень «тесно», и они будут (чтобы не нарушить принцип Паули) двигаться все с большими и большими энергиями, т. е. скоростями. Эти скорости станут довольно близкими к скорости света, и тогда придется принимать во внимание релятивистское изменение массы со скоростью. Возникает новое состояние вещества, которое называется «релятивистское вырождение». Уравнение состояния такого газа изменится: вместо формулы (6.3) будет иметь место соотношение

$$P = K_1' \cdot \rho^{4/3}. \quad (6.5)$$

Отсюда следует, что в ньютоновской теории тяготения существует верхний предел масс белых карликов. При $\rho \rightarrow \infty$, $V_e \rightarrow c$, начинают сказываться эффекты общей теории относительности, что приводит к неустойчивости звезды. Практически это означает, что, начиная с некоторой критической массы, давление вы-

рожденного газа уже не может уравновесить силу гравитации, и звезда катастрофически сжимается.

Теория предсказывает, что в природе не могут существовать белые карлики, масса которых превышала бы 1,4–1,5 масс Солнца.

Таким образом, существование предельной массы для белых карликов является следствием с неизбежностью наступающего релятивистского вырождения. Уменьшают критическую массу белых карликов не только поправки на ОТО, но и нейтронизация вещества. Согласно последним данным, масса белых карликов составляет примерно 1,2 масс Солнца.

Заключение. Белые карлики представляют собой конечную стадию развития звезд с массой не более 1,2 масс Солнца. Сначала такая звезда, исчерпав источники термоядерной энергии, превращается в красного гиганта с плотным ядром, которое и становится белым карликом после расширения и рассеяния разреженной оболочки звезды. Такая оболочка принадлежит к наиболее короткоживущим астрономическим объектам (время ее жизни $\sim 10^4$ лет) и представляет особый их класс – планетарные туманности. Так называются объекты, принадлежащие нашей Галактике и получившие свое название из-за внешнего сходства с удаленными планетами. Принадлежат они к объектам галактического диска, обнаруживая концентрацию к центру Галактики и ее плоскости. Число открытых планетарных туманностей $\sim 10^3$. Планетарная туманность – симметричное, часто тороидальное образование, в центре ее находится ядро. По физическому состоянию вещество ядра близко к веществу белых карликов.

§ 19. Пульсары

Определение. Открытие и отождествление.

Периодичность и механизм импульсного излучения пульсаров.

Модель наклонного ротатора. О размерах пульсаров

Определение. Пульсары – это радиоисточники, излучение которых сосредоточено в отдельных импульсах, повторяющихся через определенный промежуток времени.

Основная особенность пульсаров – излучение строго периодических электромагнитных импульсов. Периоды повторения

импульсов у известных пульсаров лежат в пределах 0,033–4,3 с. Со временем период пульсара медленно увеличивается.

Открытие и отождествление. Открытие пульсаров – нового класса небесных тел, отождествляемых с нейтронными звездами – является одним из наиболее впечатляющих достижений астрофизики 60–70-х гг. двадцатого века. Начало этого открытия относится к августу 1967 г., когда Жаклин Белл, 24-летняя аспирантка профессора Хьюиша из Кембриджского университета, анализировала записи некоторых слабых радиоисточников, полученные на большом радиотелескопе. Один из радиоисточников показывал изменение потока не беспорядочным образом, как это имеет место при обычных мерцаниях источников, обусловленных нерегулярной дифракцией радиоволн на неоднородностях межпланетной среды, а строго периодически. Наблюдались очень короткие, длительностью около 50 мс, импульсы радиоизлучения, повторяющиеся через строго постоянный период времени порядка одной секунды. Что можно было сказать о природе этих загадочных источников? Прежде всего, строгая периодичность радиосигналов наводила на мысль, что они могут иметь искусственное происхождение. Сигналы могли, в частности, исходить от неизвестных спутников или автоматических межпланетных станций и от внеземных цивилизаций. Последняя возможность вполне серьезно обсуждалась в Кембридже и послужила причиной того, что авторы этого замечательного открытия решили впредь до выяснения природы таинственных объектов не публиковать результатов своих исследований. Только после того, как со всей очевидностью стало ясно, что таинственные источники находятся за пределами солнечной системы, и таким образом представляют собой неизвестный класс астрономических объектов, английские астрономы опубликовали свое открытие спустя почти полгода после того, как мисс Белл обнаружила первый загадочный источник. Вновь открытые источники сразу же получили очень удачное название пульсаров. Название это происходит от английского слова «*pulse*», что означает импульс.

Хотя координаты пульсаров были известны совсем неплохо, на первых порах пульсары нельзя было отождествить ни с одним из известных классов астрономических объектов. Первое

удачное отождествление было выполнено летом 1968 г. в Австралии. Координаты одного из пульсаров оказались близки координатам туманности, находящейся в южном созвездии Парусов и являющейся остатком вспышки сверхновой звезды. Идея связи между пульсарами и остатками вспышек сверхновых звезд нашла наиболее эффективное подтверждение в самом конце 1968 г., когда был обнаружен самый известный пульсар в Крабовидной туманности с периодом 1/30 с.

Периодичность и механизм импульсного излучения пульсаров. Со времени открытия пульсаров главным вопросом было объяснение их удивительно строгой периодичности. Каково происхождение этого механизма? Астрономам известны два таких механизма:

- а) пульсации звезд,
- б) вращение звезд.

Пульсирующие звезды известны много десятилетий. Есть даже собственное название этой группы звезд – цефеиды. Этот класс звезд назван по имени одной из типичных его представительниц – звезды δ из созвездия Цефея. Существует ряд эмпирических зависимостей, связывающих различные характеристики звезд. Например, «период – средняя плотность», имеющая вид $T \sim \rho^{-1/2}$, где T – период цефеиды, ρ – ее средняя плотность. Эта формула следует непосредственно из формулы колебаний $T = 2\pi \sqrt{l/g}$. Применим эту формулу к пульсирующей звезде. В этом случае ускорение силы тяжести $g \sim GM/R^2$, $l \sim R$, где M – масса звезды, R – ее радиус. Подставив значения g и l в формулу и учитывая, что $M \sim 1/\rho$, получим:

$$T = 2\pi G^{-1/2} \left(\frac{R^3}{M} \right)^{1/2} \approx \rho^{-1/2}.$$

Точные теоретические расчеты показывают, что при плотностях, соответствующих белым карликам, предельный период пульсации звезд можно получить не менее трех секунд.

Можно попытаться объяснить пульсирующий механизм пульсациями нейтронных звезд, которые тогда еще не были обнаружены, хотя и предсказаны теоретически. Однако, из-за ожи-

даемого огромного значения их средней плотности, период пульсаций должен быть меньше 10^{-3} с, что слишком мало для пульсаров.

Так, феномен пульсаров оказалось невозможно объяснить пульсациями звезд каких бы то ни было типов.

После неудачи этих попыток внимание астрономов было сосредоточено на возможности объяснения импульсного излучения пульсаров вращением какого-нибудь класса звезд. Что это за космические тела, у которых период вращения вокруг оси около одной секунды и даже $1/30$ с? Самый короткий из известных тогда периодов вращения был немного больше часа (это затменная двойная система *WZ* Стрельца). С другой стороны, существует предел для угловой скорости вращения, определяемой из равенства центробежной силы, действующей на каждый элемент звезды m , и силы гравитационного притяжения этого элемента массой звезды M к ее центру, т. е. $F_{Ц} = F_{ГР}$ или

$$m\omega^2 r = GM \cdot m / r^2, \text{ где } \omega = 2\pi/T - \text{угловая скорость.}$$

Если плотность звезды всюду однородна, то самый короткий из возможных периодов вращения:

$$T_{min} = 2\pi/\omega, \text{ где } \omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}.$$

Для сферического объема $M = 4\pi r^3 \rho / 3$ и тогда $\omega = \sqrt{\frac{4\pi G\rho}{3}}$,

а период соответственно равен

$$T_{min} = \sqrt{\frac{3\pi}{G\rho}}. \quad (6.6)$$

Поэтому для периода $T \sim 1$ с требуется плотность $\rho > 10^8$ г/см³, а для периода < 1 с плотность должна быть еще больше, что соответствует нейтронным звездам. Это находится в хорошем согласии с тем, что некоторые пульсары локализованы в диффузных туманностях, являющихся остатками вспышки сверхновой.

В результате вспышки сверхновой звезды ее центральные области катастрофически сжимаются (коллапсируют). При этом размеры звезды уменьшаются в 10^5 раз. В силу закона сохранения момента количества движения, он должен оставаться постоянным. Момент количества движения K любого космического

тела можно определить как произведение экваториальной скорости его осевого вращения v на его массу m и радиус R :

$$K = v \cdot m \cdot R, \text{ откуда } v \sim 1/R.$$

В процессе коллапса масса звезды не меняется, радиус же уменьшается в 10^5 раз. На конечной стадии сжатия, когда образуется нейтронная звезда, ее экваториальная скорость вращения может быть огромной, даже близкой к скорости света, т. е. нейтронные звезды должны очень быстро вращаться.

Столь же естественно получается, что образовавшиеся вследствие коллапса нейтронные звезды должны быть сильно намагничены. Это – прямое следствие закона сохранения магнитного потока, который можно записать как:

$$H \cdot R^2 = const,$$

где H – напряженность магнитного поля звезды, а R – ее радиус. Если начальное значение напряженности магнитного поля звезды было $\sim 10^2$ Гс, то при уменьшении ее радиуса в 10^5 раз напряженность увеличится до 10^{12} .

Важной особенностью пульсаров является их возможность излучать энергию почти в любой области электромагнитного спектра. Так, например, у пульсара в Крабовидной туманности обнаружено оптическое излучение (слабая звезда 15^m в юго-западной части Крабовидной туманности 30 раз в секунду ослабевает до 18^m), рентгеновское, γ -излучение (в 1970 г.), сверхжесткое γ -излучение (в 1972 г.), инфракрасное. Для излучения в рентгеновском диапазоне температура поверхности звезды должна быть ~ 7 млн. градусов.

Итак, конечный результат коллапса звезды с массой $\geq 1,4$ масс Солнца – это нейтронная звезда с температурой поверхности ~ 7 млн. градусов, вращающаяся с периодом доли секунды и обладающая сверхмощным магнитным полем.

Проблема состоит в том, чтобы как-то совместить эти параметры в пределах некоторой схемы и попытаться объяснить наблюдаемые свойства пульсаров, т. е. их механизм излучения.

Магнитно-тормозное излучение. В магнитном поле на заряженную частицу действует сила Лоренца:

$$F_A = [v \cdot B]q,$$

где q – заряд частицы, v – ее скорость, B – магнитная индукция.

Хотя энергия заряженных частиц в магнитосфере пульсара определяется индуцированным электрическим полем, как в огромном электростатическом генераторе, однако в движении этих частиц доминирующую роль играет магнитное поле. Поэтому процессы излучения, действующие в магнитосфере пульсара и приводящие к возникновению импульсов электромагнитного излучения, обусловлены ускорением заряженных частиц в магнитном поле. Излучающими частицами являются, по-видимому, электроны и позитроны, хотя возможно, что и ионы также могут давать значительное излучение. Будем предполагать, что излучают электроны. Рассмотрим теорию процессов излучения и обсудим их действие в пульсарах.

Сила Лоренца, действующая на электроны в магнитном поле, искривляет их траектории, а возникающее при этом ускорение является причиной электромагнитного излучения, называемого магнитно-тормозным. Если электрон влетает перпендикулярно магнитному полю, то он начинает двигаться по кругу радиуса r , при этом центростремительное ускорение определяется силой Лоренца, т. е.

$$m_e \cdot v^2/r = e [v \cdot B].$$

$B_{\perp} v$, а линейную скорость электрона v_e выразим через угловую, как $v_e = \omega_e \cdot r$, и получим:

$$m_e \cdot \omega_e = eB.$$

Величина ω_e называется электронной гирочастотой или лармовской частотой и определяется как $\omega_e = eB/m_e$. Очевидно, что $\omega_e = 2\pi\nu$ – угловая скорость вращения электрона вокруг магнитной линии. Если электрон влетает под углом α к полю, то он начинает двигаться по спирали с той же частотой, что и при круговом движении, только радиус спирали будет меньше, т. е.

$$r = m_e v_{\perp} / eB = v_{\perp} / \omega_e,$$

где $v_{\perp} = v \cdot \sin\alpha$ – составляющая скорости, перпендикулярная полю.

Теоретически показано, что в магнитном поле электроны могут принимать квантованные значения энергии (поперечного движения) со скоростями v_{\perp} , поэтому электрон в однородном магнитном поле может излучать только на частоте ω_e или кратной ей $k\omega_e$, где k – номер гармоники. С увеличением номера гар-

моники интенсивность излучения, как $I \sim 1/k\omega_e$ резко падает. Необходимая на излучение энергия черпается из кинетической энергии электронов, как вращательного, так и поступательного (вдоль магнитных силовых линий) движений.

Рассмотренный механизм излучения, когда скорости излучающих электронов много меньше скорости света, называется магнитно-тормозным циклотронным, так как подобное излучение наблюдалось впервые в циклотронах.

Синхротронное излучение. В космосе встречается много релятивистских электронов, т. е. движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Количественное изменение энергии излучающих электронов приводит к новым качественным особенностям излучения. По названию ускорителя, в котором впервые наблюдалось свечение энергичных электронов, его назвали синхротронным. Энергия релятивистской частицы определяется формулой Эйнштейна

$$\varepsilon = m_e \cdot c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

где m_e – масса покоя электрона, релятивизм частицы определяется значением величины $\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Энергия покоя электрона

$\varepsilon = m_e c^2 = 0,51$ МэВ. Если энергия движущегося электрона больше 1 МэВ, то его считают релятивистским. Такой электрон в магнитном поле тоже движется по окружности и, если $\vec{v}_e \perp \vec{B}$, его труднее «закрутить», так как масса электрона увеличится в $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ раз, во столько же раз увеличится и радиус окружности,

а частота соответственно уменьшится и будет равна

$$(\omega_e)_{\text{рел}} = \omega_e \cdot m_e c^2 / \varepsilon.$$

Неподвижный электрон создает вокруг себя электрическое поле, одинаковое по всем направлениям. Если он движется с ускорением, но медленно, то вместе с ним движется с ускорением и это сферически симметричное поле. Поэтому медленный электрон излучает более или менее одинаково во всех направлениях.

Если же электрон движется очень быстро, то его электрическое поле в направлении движения из-за сокращения масштабов

в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз как бы сплющивается. Это означает, что поле сильнее всего меняется в направлении скорости электрона, и поэтому он излучает главным образом в этом же направлении. Если излучение медленного электрона можно уподобить свету лампочки, видимому отовсюду, то излучение релятивистского электрона похоже на свет от передней фары автомобиля. Все излучение частицы направлено вдоль ее мгновенной скорости и сосредоточено в узком телесном угле с раствором $2\theta = 2mc^2/\varepsilon$ при вершине, поворачивающимся вместе с электроном (рис. 6.2).

Через промежуток времени $T = 2\pi/(\omega_e)$ наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты, электрона принимает импульсы – вспышки, которые делятся, пока через него проходит конус излучения. Учитывая замедление времени в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз, имеем длительность вспышки (по уровню 1/2 от максимального значения) $\Delta t = (mc^2/\varepsilon)^2 \cdot \omega_e^{-1}$. Узкий конус, в пределах которого заключено

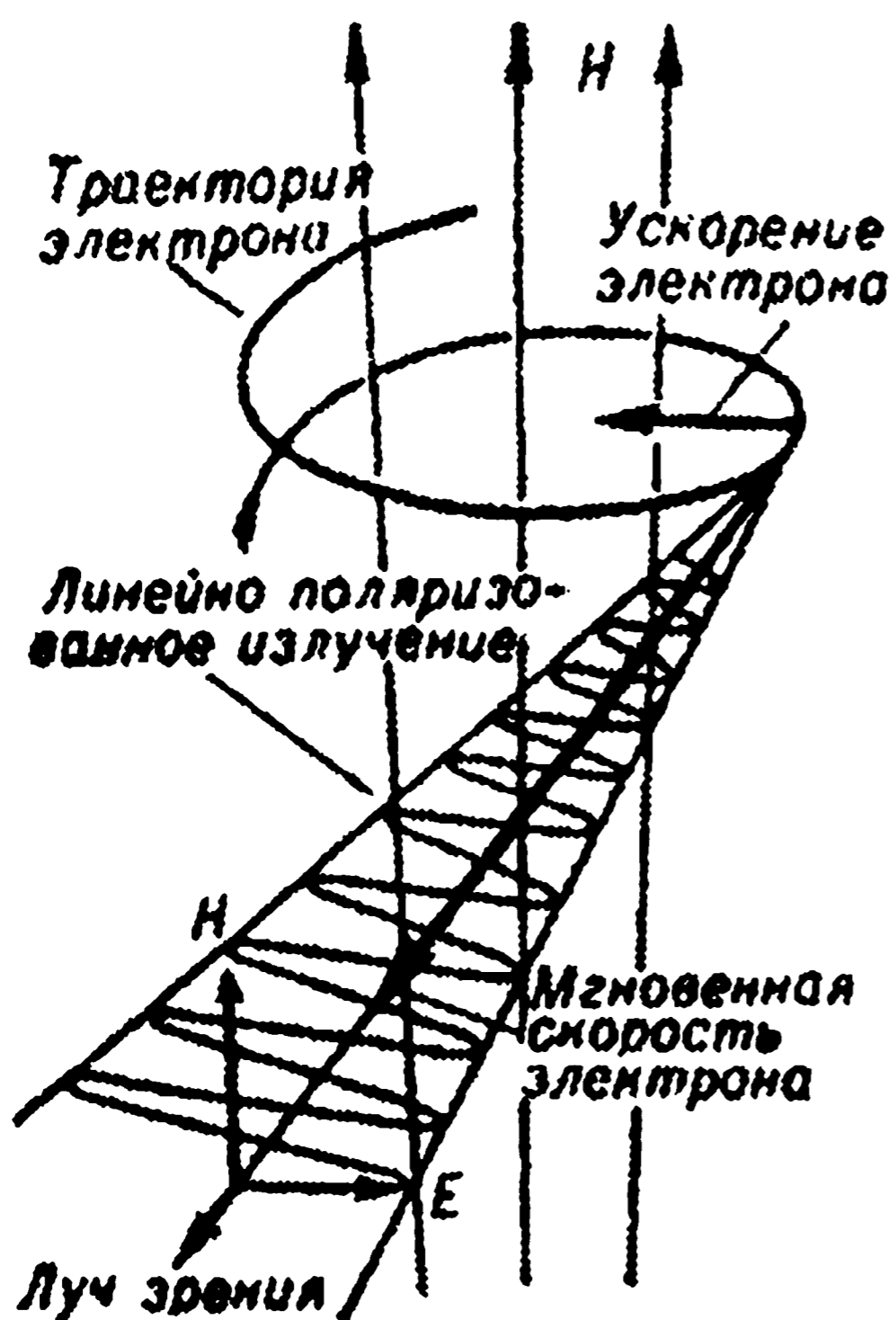


Рис. 6.2. Излучение релятивистского электрона в магнитном поле H .

В плоскости, в которой расположены векторы скорости электрона и напряженности электрического поля E , излучение линейно-поляризовано. Излучение электрона поворачивается вместе с поворотом линейной скорости электрона. Это означает, что наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты электрона видит как бы вспышки излучения в те моменты времени, когда скорость электрона направлена на него.

Синхротронный механизм эффективен в образовании радио- и инфракрасного излучения Галактики и многих внегалактических источников, а у пульсаров (и кваза-

ров), где существуют мощные магнитные поля, синхротронным механизмом генерируется и рентгеновское излучение.

Модель наклонного ротатора. Механизм излучения пульсара связан, вероятно, с очень сильным магнитным полем нейтронной звезды, вращающейся с линейной скоростью на ее поверхности ~ 1000 км/с (это при диаметре нейтронной звезды от 0,4 до 20 км). Сильное поле может образоваться из общего магнитного поля звезды, которое было «вморожено» в вещество и сжато вместе с ним при образовании нейтронной звезды.

Рассмотрим модель наклонного ротатора, предложенную для объяснения феномена пульсара (Т. Голд, 1968 г., США). В этой модели, называемой иногда моделью маяка, ось вращения нейтронной звезды наклонена к магнитной оси под углом (рис. 6.3).

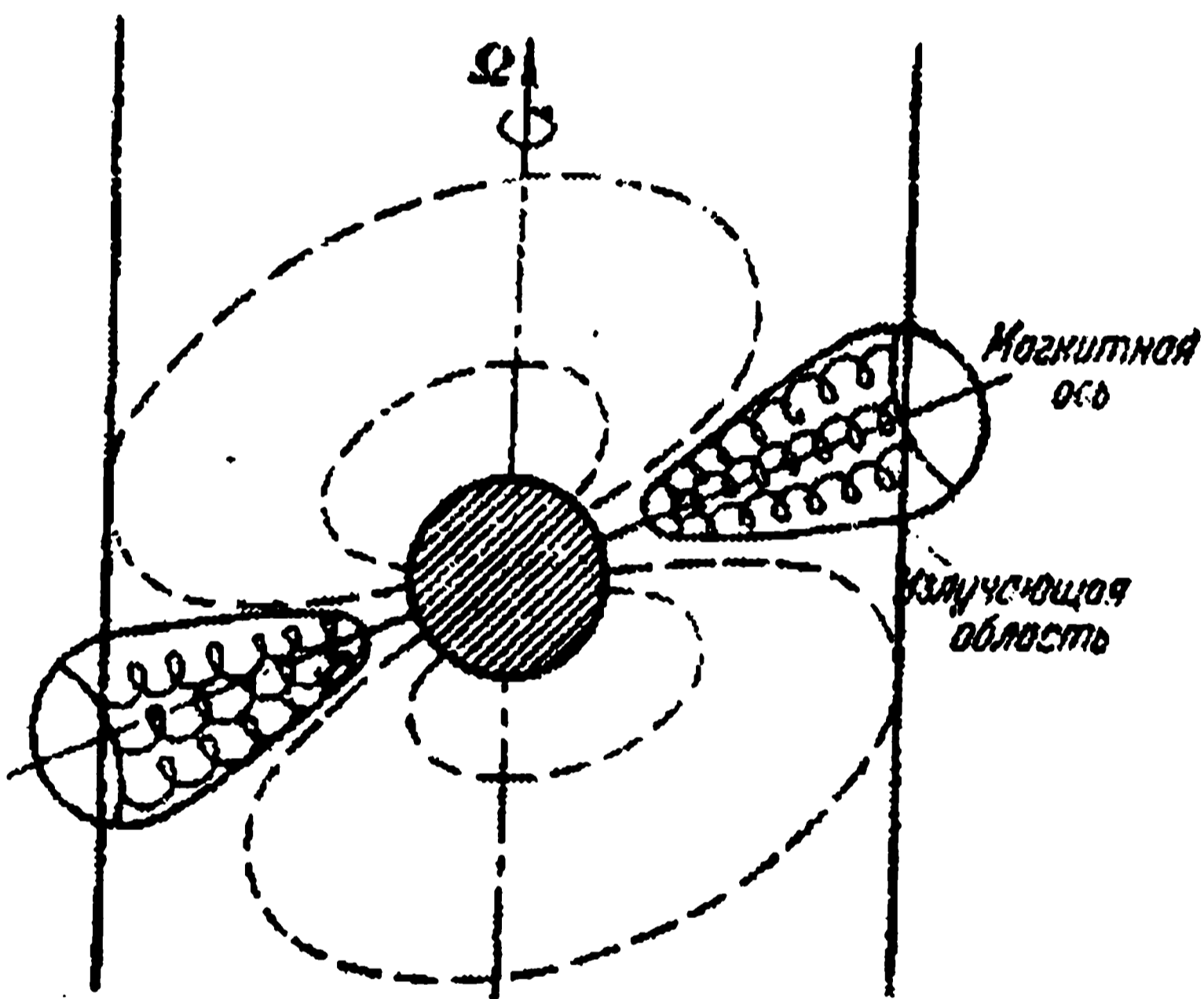


Рис. 6.3. Модель пульсара как вращающегося «маяка». Излучающие области расположены в полярных районах («карандашная» диаграмма)

При вращении звезды плазма увлекается ее магнитным полем и вращается вместе с ней. Но область такого вращения ограничена, так как с удалением от звезды линейная скорость движения по окружности увеличивается и, наконец, в некоторой точке она становится равной скорости света. Эту грани-

цу в астрофизике называют «световым цилиндром». Например, у пульсара в Крабовидной туманности скорость вращения так велика, что расстояние от центра до светового цилиндра составляет всего 1600 км. Если представить, что Луна, радиус которой примерно 1700 км, завертелась со скоростью 30 об/с, тогда точки лунного экватора будут двигаться со скоростью 300 000 км/с.

Благодаря сильному магнитному полю, частицы вынуждены вращаться синхронно со звездой. Однако синхронное вращение невозможно за поверхностью, где тангенциальная скорость равна скорости света. Область, где плазма полностью увлекается, ограничена теми замкнутыми на звезду магнитными линиями, которые касаются светового цилиндра. Как только силовые линии достигают светового цилиндра, они размыкаются и больше не соединяются друг с другом. Таким образом, те силовые линии, которые всегда остаются внутри светового цилиндра, замкнуты, а линии, выходящие за него, размыкаются и по спиралям обвиваются вокруг звезды (рис. 6.4).

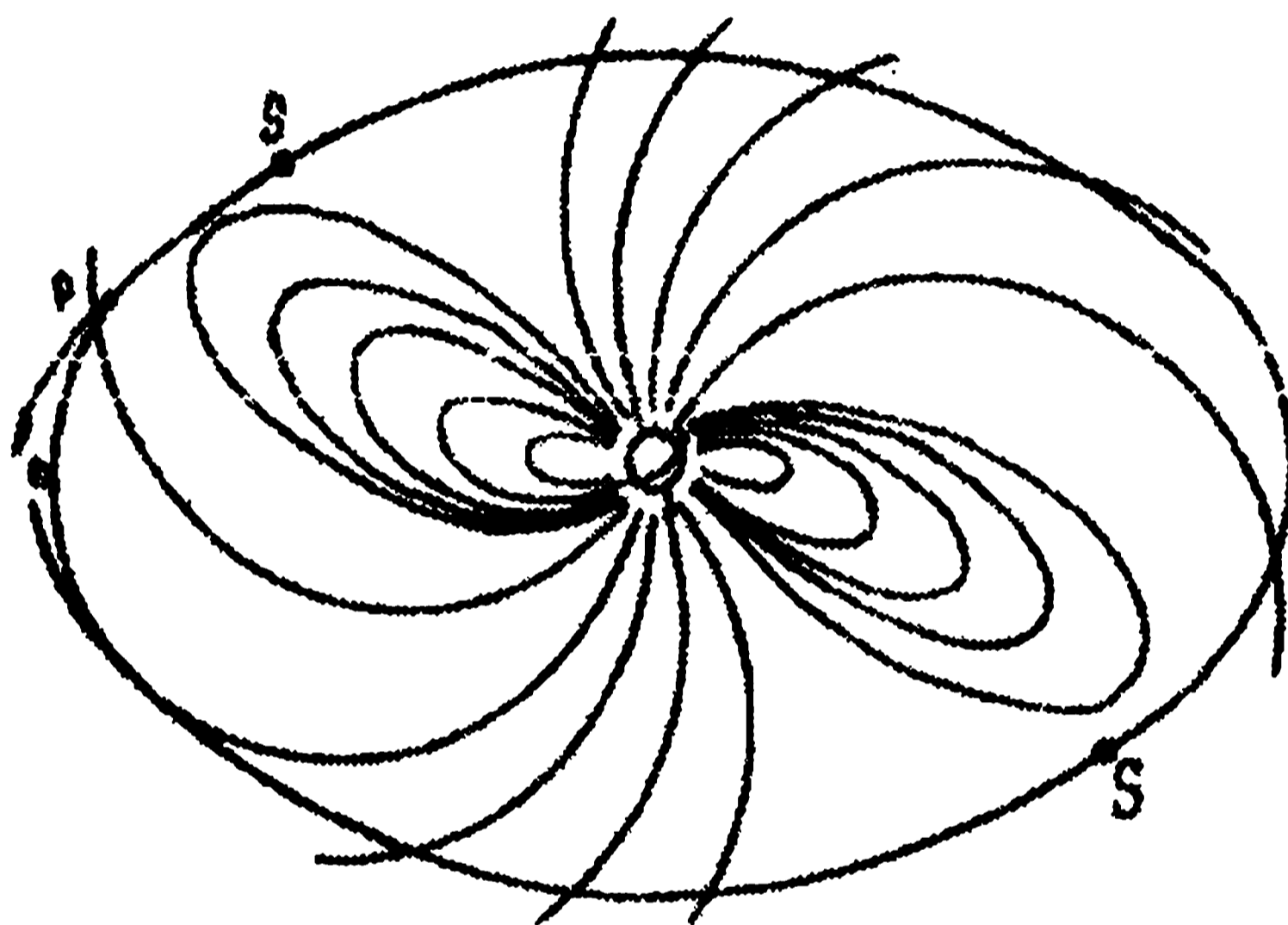


Рис. 6.4. Экваториальная структура поля вращающегося диполя с осью вращения, перпендикулярной дипольному моменту. Точка P светового цилиндра находится на касательной, направленной к наблюдателю.

Эффект теории относительности искажает поле

Электроны и другие заряженные частицы удаляются от поверхности звезды по спиралям вдоль магнитных силовых линий. Движение заряженных частиц поперек магнитных силовых линий затруднено, поэтому они покидают нейтронную звезду, главным образом в области ее магнитных полюсов, уходя вдоль искривленных силовых линий. Это схематически показано на рисунке. Электроны, как самые легкие частицы, покидают звезду с самой большой скоростью, и на расстояниях, близких к радиусу светового цилиндра тангенциальные составляющие скоростей электронов становятся релятивистскими. Излучая в синхротрон-

ном механизме, электроны теряют энергию, причем не во все стороны, а преимущественно в направлении своего движения и больше не могут увлекаться магнитосферой, становятся свободными, переходят в окружающую пульсар сферу по магнитным силовым линиям за световым цилиндром. А так как магнитное поле вращается вместе со звездой, вращаются и конические пучки выходящего излучения. Предполагается, что это синхротронное излучение электронов, уходящих из магнитосферы, и является излучением пульсаров.

В работах С. А. Каплан и В. К. Цытович по данным наблюдений обнаружено, что излучение пульсара точнее объясняется комбинацией синхротронного излучения и комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских частицах. Если электрон имеет скорость $v_e \ll c$, то фотон высокой энергии (квант рентгеновского или гамма-излучения), рассеиваясь на нем, передает ему часть своей энергии, меняя направление и частоту (прямой комптоновский эффект). Релятивистский же электрон ($v_e \approx c$), наоборот, сам отдает всю или часть своей энергии рассеиваемому на нем фотону. Таким образом, даже радиоволны могут быть трансформированы в жесткое рентгеновское излучение.

Рентгеновские пульсары, обнаруженные в тесных двойных системах, дают повод к несколько иным интерпретациям пульсарного излучения. Предполагают, что оно возникает из-за аккреции (падения) струй и облаков газа главного компонента — оптической звезды на компактный объект — нейтронную звезду, мощное магнитное поле которой направляет приближающиеся по спирали струи в полярные области. Возникающая ударная волна при падении вещества на звезду разогревает плазму до температур в десятки и сотни миллионов градусов и порождает излучение рентгеновских квантов вблизи магнитных полюсов. Если ось вращения нейтронной звезды не совпадает с магнитной, то наблюдается рентгеновский пульсар.

О размерах пульсаров. По скорости изменения интенсивности излучения можно оценить размеры той области пространства, из которой оно исходит. Рассмотрим полусферу, удаленную от наблюдателя на столь большое расстояние, что в телескоп она выглядит точечным объектом (рис. 6.5).

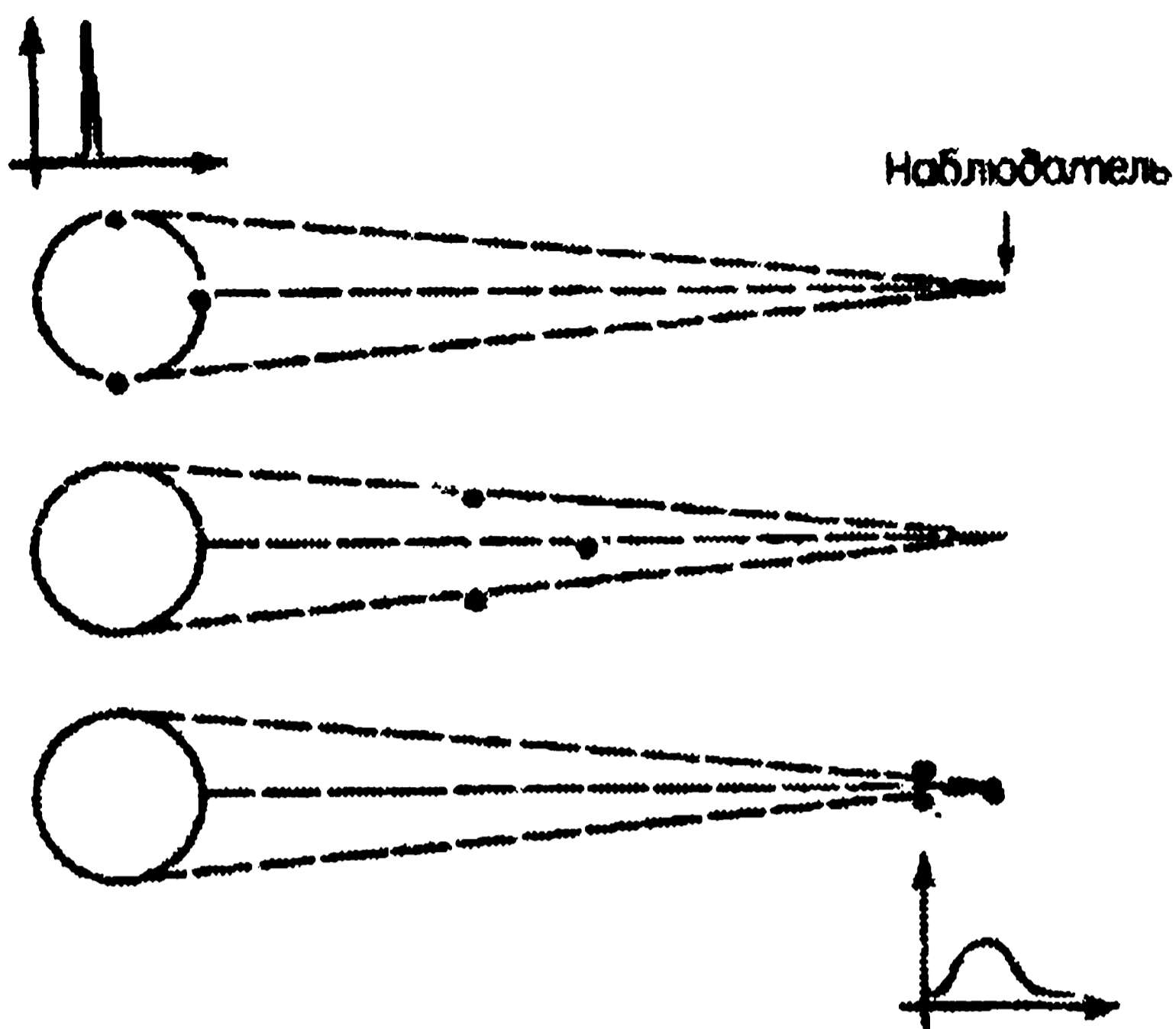


Рис. 6.5. Световой импульс (слева вверху), испускаемый сферической поверхностью, для удаленного наблюдателя размывается во времени (внизу справа), поскольку сигналы от разных точек поверхности приходят не одновременно

Пусть из поверхности сферы происходит очень короткая вспышка света, которую видит удаленный наблюдатель. Излучение распространяется от сферы со скоростью света, но так как расстояние от различных точек сферы до наблюдателя неодинаково, то вначале наблюдатель зарегистрирует сигнал от центра «видимого диска», который ближе всего к наблюдателю, а в последнюю очередь, от краев. Продолжительность импульса увеличивается на то время, за которое свет проходит расстояние, равное радиусу сферы. Например, если регистрируемые изменения яркости источника происходят за 10^{-4} с, то размеры источника определяются тем расстоянием, которое свет проходит за это время, т. е. 30 км. Рекордная быстрота изменения интенсивности пульсара составляет $0,8 \cdot 10^{-6}$ с. Это означает, что излучение исходит из области, не превышающей 250 м в диаметре.

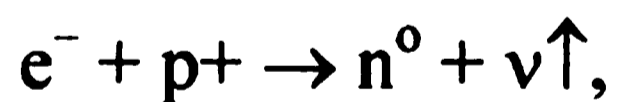
Сигналы пульсаров несут сведения о том, насколько малые области пространства во Вселенной, из которых исходит это чрезвычайно интенсивное радиоизлучение.

§ 20. Нейтронные звезды

**Состояние вещества. Физические характеристики.
Механическое равновесие. Температура и охлаждение.
Уравнение состояния. Строение нейтронной звезды.
Данные наблюдений**

Концепция нейтронных звезд не нова, возможность их существования была предсказана советским ученым Л. Д. Ландау в 1932 г., а в конце 30-х гг. она стала предметом исследований американских ученых Оппенгеймера и Волкова. Интерес к данной проблеме был вызван стремлением определить конечную стадию эволюции массивной сжимающейся звезды. Из теории эволюции звезд следует, что у массивных звезд в конце эволюции возможно гравитационное сжатие вещества до очень высоких плотностей.

Состояние вещества. Звезды, у которых к моменту исчерпания источников термоядерной энергии в недрах, масса в 1,4 раза больше, чем у Солнца, но не превышает трех солнечных масс, не смогут в конце жизни остановить свое сжатие на стадии белого карлика. Мощные силы гравитации сожмут их до такой плотности, при которой невозможно существование не только атомов с электронными оболочками, но и отдельных ядер – все ядра распадаются на составляющие их нейтроны и протоны. При высокой плотности вещества электроны образуют вырожденный газ. Скорости электронов при этом столь высоки, что происходит их слияние с протонами, электрические заряды нейтрализуются, и образуются нейтроны:



где ν – нейтрино, которое уходит из звезды, унося часть энергии. Таким образом, при сверхвысоких плотностях вещество почти полностью состоит из свободных нейтронов ($\approx 97\%$) лишь с небольшой примесью ($\approx 3\%$) протонов и электронов (отсюда и название «нейтронная звезда»). Подробные расчеты строения нейтронных звезд показывают, что во внутренних областях могут присутствовать в больших количествах и другие элементарные частицы – мезоны и гипероны.

Физические характеристики. Для устойчивого равновесного состояния нейтронной звезды характерны следующие парамет-

ры: масса $\sim 2 \cdot 10^{33}$ г, т. е. равна массе Солнца; радиус $\sim 10\text{--}20$ км; средняя плотность $\sim 2 \cdot 10^{14}$ г/см³.

Механическое равновесие. При таких плотностях давление вырожденных нейтронов и их взаимное отталкивание на малых расстояниях приводит к тому, что нейтронная жидкость становится фактически несжимаемой, и нейтронная звезда может обеспечить давление, необходимое, чтобы уравновесить силу тяжести в ее ядре.

Температура и охлаждение. Образованию нейтронной звезды предшествует вспышка сверхновой, при которой коллапсирующая звезда сбрасывает расширяющуюся оболочку газа, а на месте сверхновой остается нейтронная звезда. Температура нейтронной звезды высока. При взрыве сверхновой температура в ее центре достигает десятки миллиардов, но быстро падает: за 10–100 тыс. лет уменьшается до нескольких сотен миллионов – в центре и миллионов – на поверхности. Охлаждение происходит преимущественно в результате излучения пар нейтрино-антинейтрино.

Внутренние источники энергии в нейтронной звезде отсутствуют. Светимость ее должна определяться скоростью уменьшения кинетической энергии вращения и скоростью охлаждения. Кроме того, между нейтронами в сверхплотном веществе возможно взаимодействие, приводящее к испусканию нейтрино. Потеря энергии с помощью нейтрино может значительно ускорить охлаждение.

Уравнение состояния. Теория внутреннего строения звезд учитывает, в первую очередь, гидростатическое равновесие звезды, т. е. равновесие между силой тяготения, направленной внутрь звезды, и силой давления, направленной наружу.

Модели нейтронных звезд рассчитываются путем интегрирования уравнения гидростатического равновесия ОТО (уравнение Толмана–Оппенгеймера–Волкова).

$$-\frac{dP}{dr} = \frac{G \left[\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \cdot \left[m(r) + 4\pi r^3 P(r) / c^2 \right]}{r^2 \cdot \left[1 - 2G \cdot m(r) / r \cdot c^2 \right]},$$

где $m(r)$ – масса внутри сферы радиуса r , а $P(r)$ и $\rho(r)$ – давление и плотность, соответствующие радиусу r .

Из этого уравнения видно, что в рамках ОТО давление входит в эффективную массу и плотность, и, следовательно, градиент давления dP/dr будет больше, чем в нерелятивистском случае. Параметры $P(r)$ и $\rho(r)$ связаны уравнением состояния, которое должно быть известно или оценено для каждого режима и плотности.

Уравнения состояния достаточно хорошо известны для субъядерных плотностей, но при более высоких плотностях существует значительная неопределенность. Уравнение состояния при высоких плотностях определяет верхнюю границу массы нейтронной звезды. С увеличением массы возрастает давление в центре звезды. Начиная с некоторого момента, в зависимости от уравнения состояния, вещество уже неспособно противостоять этому давлению, и звезда коллапсирует, образуя черную дыру. Верхний предел массы нейтронной звезды равен 2,5–3 массы Солнца.

Модельные расчеты структуры нейтронной звезды показывают, что в ней можно выделить четыре основные области, относительные размеры которых примерно соответствуют размерам подобных областей на нашей планете.

Строение нейтронной звезды. *Атмосфера* нейтронной звезды представляет собой магнитосферу, индуцированную электрическими силами. Существование магнитосферы связано с очень сильными магнитными полями, которые должны генерироваться магнитным полем вращающейся звезды.

Барометрическая формула определяет зависимость давления (или плотности) атмосферы от высоты

$$P = P_0 \cdot e^{-g\mu(h-h_0)/kT},$$

где P – давление в слое, расположенном на высоте h , P_0 – давление газа на уровне h_0 , принятом за нулевой.

$$H = kT/g\mu$$

так называемая шкала высот, т. е. высота однородной атмосферы, находящейся в гравитационном равновесии. Подставляя в эту формулу типичные значения для нейтронной звезды $T = 10^6$ К, $\mu = 3 \cdot 10^{-24}$ г, $g = GM/R^2 = 3 \cdot 10^{13}$ см/с², получим $H = 1$ см. Атмосферный газ не вырожден.

Твердая кора. Как ожидается, самые наружные области нейтронной звезды, как и недра белых карликов, отличаются наличием ядер железа, окруженных большим числом вырожденных электронов, с плотностью на поверхности около 10^4 г/см³. Предполагается, что ядра железа вследствие взаимного электростатического отталкивания образуют кристаллическую решетку (если температура ниже 10^{10} К), создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды.

Ниже внешней коры плотность возрастает. Этот слой, названный *внутренней* корой, состоит из обогащенных нейтронных ядер, образующих другую кристаллическую решетку и окруженных большим числом вырожденных электронов.

По мере роста плотности, ядра начинают освобождать свободные нейтроны, и при плотности $\sim 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ ядра полностью растворяются в «нейтронном море». В глубине внутренней коры попарное притяжение между нейтронами, вероятно, достаточно для образования сверхтекучести.

Кора нейтронной звезды является «высококачественным» твердым телом, гораздо более прочным, чем любая сталь.

Жидкое ядро. Существование жидкого ядра нейтронной звезды обусловлено тем, что при плотностях более 10^{14} г/см³ энергия Ферми электронов становится настолько большой, что ядра «диссоциируют» на нейтроны и протоны, так что в итоге мы имеем нейтронную жидкость, содержащую около 5 % электронов. Свойства вещества при этих сверхъядерных плотностях являются еще предметом исследований, но ожидается, что в этой области нейтроны должны быть сверхтекучими, а протоны — сверхпроводящими.

В некоторых моделях плотность в центре звезды больше 10^{15} г/см³. В таком ядре энергия Ферми электронов и нейтронов повышается настолько, что образуются новые частицы, например, мюоны и гипероны. Примерные расчеты дают, что первые из тяжелых частиц — это Σ^- , Λ^+ — гипероны.

Данные наблюдений. Согласуются ли результаты наблюдений с такой моделью нейтронной звезды? Рассмотрим такие факты. У пульсара *PSR 0833* в феврале 1969 г. период внезапно изменился на величину примерно 0,2 мкс, после чего скорость увеличения периода возросла. Аналогичное явление наблюда-

лось и для пульсара *NP 0532* в Крабовидной туманности. Объяснения этих особенностей сводятся к следующему: представим себе пульсар в равновесном состоянии, центробежная сила уравновешена тяготением и давлением (при определенной сплюснутости пульсара). Весь пульсар вращается как целое. Вращение пульсара постепенно замедляется за счет отдачи энергии и момента. При этом прочность твердой кристаллической оболочки препятствует плавному изменению формы вращающегося жидкого ядра, в соответствии с уменьшением центробежной силы.

В итоге, в твердой оболочке накапливаются упругие напряжения сдвига. В некоторый момент эти напряжения достигают предела прочности, происходит разрушение в наиболее слабых местах твердой коры – наступает «звездотрясение». При этом момент инерции звезды уменьшается, а скорость вращения увеличивается.

После того, как угловая скорость коры мгновенно изменилась, сверхтекучее нейтронное ядро все еще продолжает вращаться с прежней угловой скоростью. Для медленного выравнивания скоростей и установления однородного вращения необходимо определенное время релаксации, примерно 6 лет для *PSR 0833* и 3 суток для *NP 0532*.

Если бы нейтронное ядро не было сверхтекучим, то нейтроны начали бы вращаться совместно с протонами за время $\sim 10^{-10}$ с, и эффект релаксации был бы не наблюдаем. Следовательно, наблюдения подтверждают факт существования у нейтронной звезды жидкого сверхтекучего ядра.

§ 21. Черные дыры

Определение. Понятие гравитационного радиуса. Свойства черных дыр. Возможность обнаружения. Черные дыры в двойных системах. Методы определения масс черных дыр. Результаты наблюдений

Определение. Звезда, масса железного ядра которой после потери вещества превышает определенную критическую величину, начав сжиматься в конце своей активной жизни, не сможет остановить сжатия даже на стадии нейтронной звезды. Конечным результатом гравитационного сжатия таких звезд должно явиться образование особого класса космических объектов, получивших название черных дыр. Нижний предел значения кри-

тической массы черных дыр превосходит три массы Солнца. Сверхмассивные черные дыры (до миллиардов солнечных масс), по-видимому, существуют в ядрах галактики. Кроме того, теория предсказывает присутствие во Вселенной первичных черных дыр, т. е. дыр космологического происхождения.

Возможность существования черных дыр является следствием ОТО, предсказывающей отсутствие устойчивого равновесия для холодных звезд в несколько солнечных масс. Черные дыры можно определить, как космические объекты, возникающие в результате релятивистского гравитационного коллапса массивных тел.

Понятие гравитационного радиуса. Если после потери устойчивости в звезде не происходит освобождения энергии, достаточной для остановки сжатия или для частичного взрыва, при котором оставшаяся после взрыва масса стала бы меньше критической, то центральные части звезды коллапсируют² и за короткое время достигают радиуса

$$r_g = 2GM/c^2,$$

где M – масса звезды, c – скорость света, G – постоянная тяготения. Никакие силы не смогут воспрепятствовать дальнейшему сжатию звезды, если ее радиус уменьшился до r_g . Радиус r_g называется «гравитационным радиусом», а сфера радиуса r_g называется «сферой Шварцшильда». Величина гравитационного радиуса очень мала. Так, для Солнца $r_g = 2,96$ км, а для Земли $r_g = 0,88$ см.

Понятия гравитационного радиуса и сферы Шварцшильда связаны с именем директора обсерватории в Геттингене и Потсдаме Карла Шварцшильда. Ему принадлежат основополагающие вклады во многие разделы астрофизики, в том числе и в ОТО. После того как Эйнштейн сформулировал свои уравнения ОТО, Карл Шварцшильд еще в 1916 г. получил для них первые точные решения, описывающие, в частности, и свойства черных дыр. Так, из решений уравнений гравитации Эйнштейна для центрально-симметричного поля тяготения (решение Шварцшильда) следует, что вблизи массивного тела массы M сила, действующая на частицу массы m , определяется формулой:

² В очень массивных звездах гравитация способна «выжать» из материи почти половину ее энергии покоя $E = mc^2$, т. е. $E_{\text{гп}} = 1/2 E$ или $GM^2/R = Mc^2/2$, откуда $R = 2GM/c^2$.

$$F = -GMm / \left[r^2 \left(1 - \frac{2GM}{r \cdot c^2} \right)^{1/2} \right],$$

где r – расстояние между телами. Видно, что с приближением частицы к притягивающему телу на расстояние $r_g = 2GM/c^2$ сила притяжения неограниченно возрастает.

Свойства черных дыр. Черная дыра представляет собой область непреодолимого гравитационного притяжения размерами всего несколько километром в диаметре, т. е. в некотором роде, это действительно «дыра», поскольку, раз попав в нее, ничто уже не может вернуться, даже луч света не в состоянии уйти от нее. Для внешнего наблюдателя коллапсирующая звезда как бы «пропадает». Поэтому такая звезда получила образное название «черной».

Для того чтобы преодолеть тяготение и вырваться из черной дыры требуется вторая космическая скорость больше световой, что противоречит ОТО, согласно которой никакое тело не может развить скорость большую скорости света.

До некоторой степени это можно качественно понять, оставаясь и в рамках ньютоновской теории. Легко убедиться, что при сжатии тела до радиуса r_g параболическая скорость на его поверхности (рассчитанная по ньютоновской теории) становится равной скорости света. Дальнейшее сжатие должно происходить со сверхсветовой скоростью, что запрещено специальной теорией относительности.

Рассмотрим это на простом примере. Вспомним, что второй космической скоростью называется скорость, которую следует сообщить телу, чтобы оно без воздействия каких-либо дополнительных сил преодолело притяжение данного космического объекта и навсегда покинуло его. Вторая космическая скорость на поверхности небесного тела рассчитывается по формуле:

$$V_{2K} = \sqrt{2GM/r},$$

где G – постоянная тяготения, M – масса космического объекта, r – его радиус. Сделаем оценку второй космической скорости для сферы Шварцшильда, подставив вместо радиуса r значение гравитационного радиуса r_g . Получим:

$$V_{2K} = c,$$

что и требовалось доказать. От объекта с радиусом меньше гравитационного лучи света уйти не могут. Он перестает быть видимым для внешнего наблюдателя.

В действительности это означает, что ньютоновская теория гравитации и эйнштейновская специальная теория относительности несовместимы в рамках единой картины мира. Свойства областей размерами порядка r_g могут быть описаны лишь в понятиях релятивистской теории относительности Эйнштейна и общей теории гравитации.

Черные дыры – это области пространства-времени, которые как бы «выпадают» из нашего мира, и невозможен обмен информацией между нашим миром и внутренней областью черных дыр. Никакое излучение – фотонное, нейтринное или корпускулярное – из такой «дыры» уже не выходит. Вещество, ушедшее под радиус черной дыры, полностью обособляется от остального мира, но не исчезает из него бесследно: остается сильное гравитационное поле черной дыры, определяемое ее массой, и оказывающее влияние на окружающее пространство.

Возможность обнаружения черных дыр. Превратившись в черную дыру, небесное тело не исчезает из Вселенной. Оно дает о себе знать внешнему миру благодаря своей гравитации. Так, например, черная дыра может отклонять световые лучи, проходящие вблизи нее, или вступить в гравитационное взаимодействие с другими телами и образовать с другой звездой двойную систему. Поиски черных дыр во Вселенной можно проводить по их полю тяготения, по тем эффектам, которые возникают при падении в этом поле окружающего вещества. Наиболее сильно эффекты проявляются тогда, когда черная дыра входит в состав двойной звездной системы, в которой одна звезда – оптический компонент, а другая – черная дыра.

Черные дыры в двойных системах. Особый вид двойных звезд представляют рентгеновские двойные звезды. К настоящему времени с бортов специализированных спутников открыты десятки тысяч компактных рентгеновских источников, большинство из которых представляют собой рентгеновские двойные системы. Как правило, оптический компонент в таких системах – обычная звезда спектральных классов $O - M$ нормального (солнечного) химического состава, а спутник – релятивистский объ-

ект: нейтронная звезда или черная дыра. В гравитационном поле своего спутника оптическая дыра является «донором», поставляющим на него вещество. Аккреция этого вещества на релятивистский объект приводит к разогреву плазмы до температур в десятки и сотни миллионов градусов и к появлению мощного рентгеновского излучения. Рассмотрим механизм перетекания. Гравитационное поле звезды характеризуется сферическими поверхностями, на каждой из которых гравитационный потенциал имеет определенное значение. Для двойных звезд поверхности равного потенциала называются поверхностями Роша. Внутренние поверхности Роша – это сферы, охватывающие каждую звезду отдельно. Предельной поверхностью Роша называется пара поверхностей, соприкасающихся между собой в одной точке (рис. 6.6, а). Эта точка контакта называется внутренней точкой Лагранжа, в ней газ может перетекать из одной полости в другую. Положение точки Лагранжа зависит от отношения масс звезд, она ближе к менее массивной звезде.

В случае аккреции на черную дыру, находящуюся в двойной системе, аккрецирующий газ сохраняет свой момент вращения, препятствующий свободному падению вещества. Струя газа, несущая с собой большой вращательный момент, образует вокруг черной дыры вращающийся газовый диск (рис. 6.6, б). Благодаря трению между соседними слоями вещество каждого слоя отдает свой момент вращения внешним слоям и приближается к черной дыре.

При достаточно большом потоке массы внутренние части диска разогреваются настолько, что излучают рентгеновские кванты с энергией 1–10 КэВ и светимостью 10^{37} – 10^{38} эрг/с, создавая тем самым интенсивный рентгеновский источник. Такой источник можно обнаружить по его свечению.

Таким образом, возникновение рентгеновского ореола вокруг черных дыр при аккреции газового потока от второй звезды двойной системы делает черные дыры видимыми. Решающее значение для отождествления источника рентгеновского излучения с черной дырой имеет определение его массы.

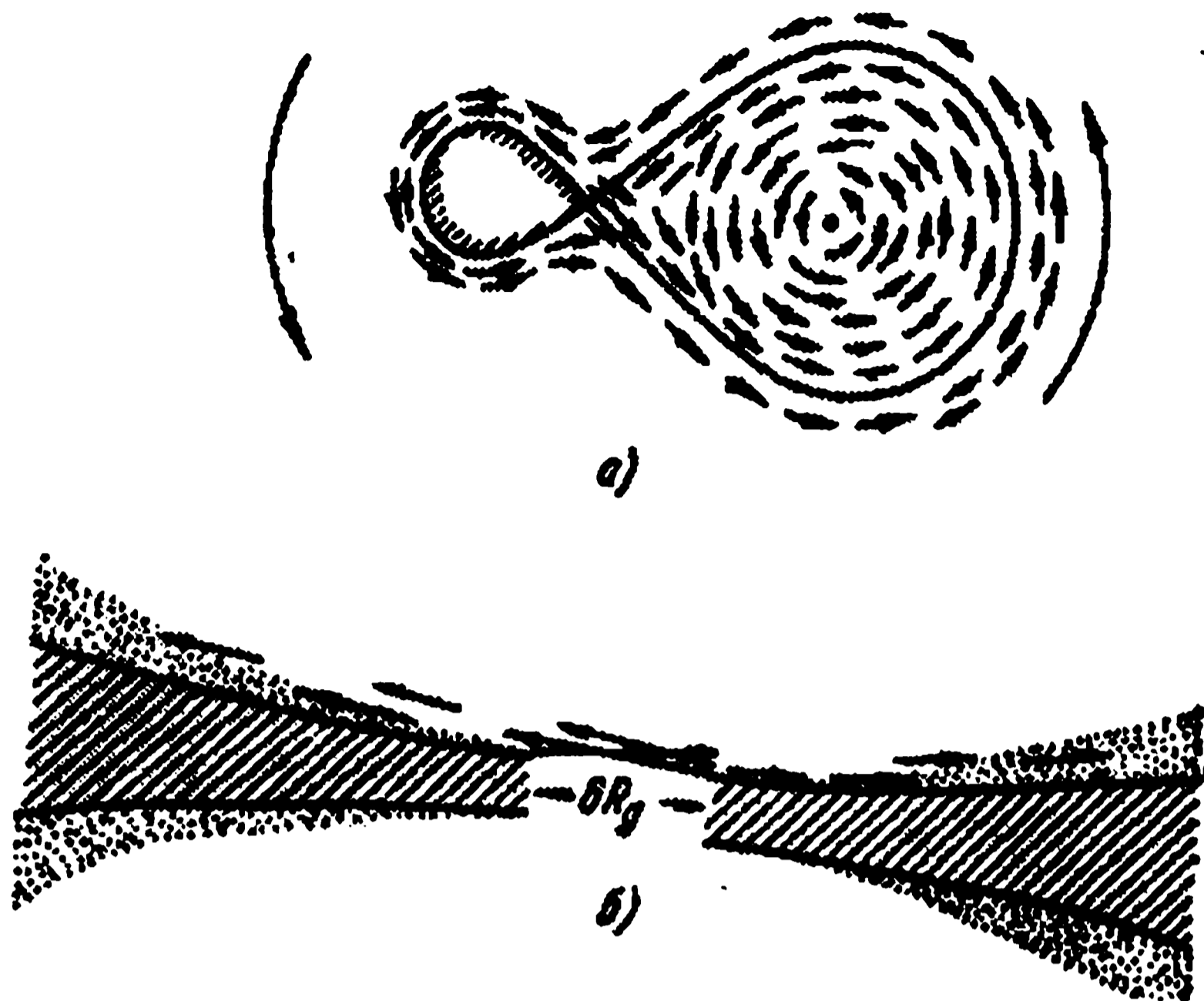


Рис. 6.6. Аккреция в двойной системе:
 а – характер перетекания вещества при заполнении нормальной звездой своей полости Роша (вид сверху); б – структура диска вблизи «черной дыры» (газовая модель, вид сбоку)

Методы определения масс черных дыр. Известно, что массу звезды можно определить, если она входит в состав двойной системы. Третий закон Кеплера в этом случае дает сумму масс компонент (в единицах солнечной массы):

$$\frac{G}{4\pi^2} (M_1 + M_2) = \frac{a^3}{T^2}, \quad (6.7)$$

где a – большая полуось истинной орбиты спутника вокруг главной звезды, которую в этом случае считают неподвижной, T – период обращения. Расстояние r компонент от общего центра масс обратно пропорциональны их массам:

$$r_1/r_2 = M_2/M_1. \quad (6.8)$$

Найденная сумма масс и их отношение позволяют получить массу каждой звезды в отдельности. Эту методику можно использовать только для визуально-двойной звезды, расстояние до которой известно. Для других типов звезд, например, спектрально-двойных, необходима дополнительная информация, которую, как правило, получают из наблюдений доплеровских смещений линий в спектре оптической звезды, вызванных ее орбитальным

движением и из анализа оптической кривой блеска двойной системы (рис. 6.7).

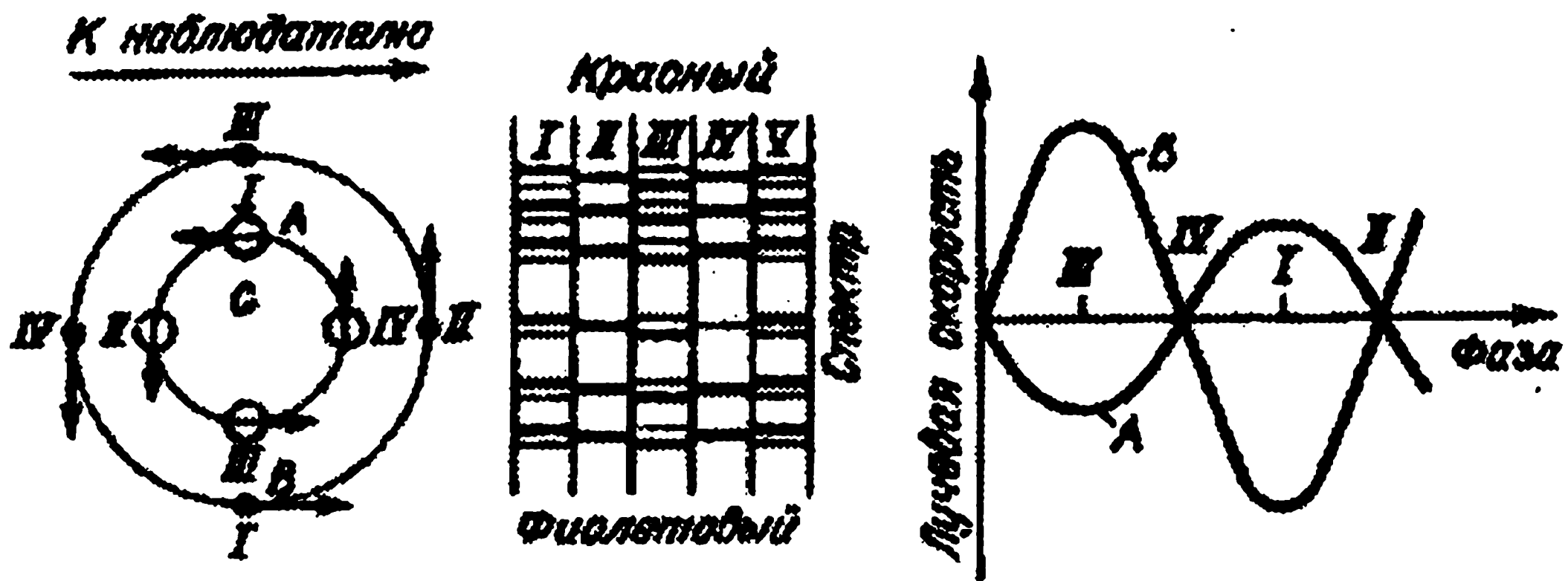


Рис. 6.7. Периодическое смещение линий в спектре двойной звезды (римскими цифрами показано соответствие положений звезд и спектральных линий)

Кривая лучевых скоростей отражает зависимость от времени проекции K , вектора полной скорости звезды на луч зрения. Построив ее, можно определить амплитуду синусоиды, т. е. орбитальную скорость.

Пусть орбиты звезд двойной системы круговые. Тогда при равномерном движении орбитальная скорость равна длине окружности, деленной на период.

$$K_1 = \frac{2\pi a}{T} \sin i, \quad (6.9)$$

где i – наклонение орбиты системы, т. е. угол между нормалью к плоскости орбиты и лучом зрения. Очевидно, что

$$a = r_1 + r_2. \quad (6.10)$$

Решив эту систему уравнений, получим:

$$\frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{TK_1^3}{2 \cdot \pi \cdot G}, \quad (6.11)$$

где в правой части остались известные или измеряемые величины, а левая имеет размерность массы и называется функцией масс $f_1(M)$, т. е. это спектральная функция, определяемая по линиям первой звезды. Разделим $f_1(M)$ на массу второй звезды:

$$f_1(M)/M_2 = \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \sin^3 i.$$

Можно убедиться, что правая часть этого равенства меньше или равна единице. Значит, справедливо неравенство:

$$M_2 \geq f_1(M). \quad (6.12)$$

Например, наблюдаемая полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_1 = 400$ км/с; период кривой блеска, т. е. орбитальный период оптической звезды составляет 1,2 дня. Подставив эти значения в формулу (6.11), получим $f_1(M) = 8 M$ Солнца, что дает нижний предел массы M_2 второй, невидимой звезды.

Для точных расчетов масс черных дыр используются дополнительные данные спектральных и фотометрических наблюдений.

Результаты наблюдений. К настоящему времени известно десять двойных систем с массивными (с массами более трех солнечных) рентгеновскими источниками.

Вспомним, что согласно ОТО, релятивистский объект можно считать кандидатом в черные дыры, если масса его превышает три солнечных. Массы всех десяти рентгеновских источников надежно определены, и значения их превышают теоретический верхний предел для массы нейтронной звезды. Также ни у одного из этих массивных рентгеновских источников не наблюдаются строго периодические пульсации рентгеновского излучения, характерные для быстро вращающихся сильно намагниченных нейтронных звезд, обладающих твердой поверхностью. Спектры рентгеновского излучения у кандидатов в черные дыры и у нейтронных звезд также различаются.

Различия в наблюдаемых проявлениях нейтронных звезд и кандидатов в черные дыры имеют фундаментальное значение для проверки ОТО в сильных гравитационных полях. Эти различия полностью подтверждают предсказания ОТО о существовании верхнего предела массы для нейтронной звезды (3 массы Солнца) и предсказание, согласно которому черные дыры не имеют твердых поверхностей и сильных магнитных полей.

Таким образом, наблюдательные факты являются аргументом в пользу того, что массивные рентгеновские источники в двойных системах действительно являются черными дырами в смысле ОТО.

Исторически первым был открыт источник в созвездии Лебедя, Лебедь X-1. В 1983 г. появился второй надежный кандидат в черные дыры – LMC X-3. Он был найден в спутнике нашей Галактики – Большом Магеллановом Облаке (Large Magellanic Cloud – LMC). Третий источник находится в созвездии Единорога; сообщение о четвертом – также в созвездии Лебедя – поступило в конце 1991 г. Остальные шесть объектов распределены в созвездиях Мухи, Персея, Скорпиона, Змееносца и в Большом Магеллановом Облаке.



ИЗБРАННЫЕ ВОПРОСЫ АСТРОФИЗИКИ (ПРОБЛЕМЫ, ИССЛЕДОВАНИЯ)

§ 22. Магнитные поля в космосе

**Магнитное поле Земли. Общее магнитное поле Солнца.
Измерения магнитных полей. Магнитные поля звезд.
Магнитное поле Галактики. Магнитное поле Вселенной**

Магнетизм является универсальным свойством космической материи. Космос состоит, в основном, из частично или полностью ионизованной плазмы. Магнитные поля порождаются токами, текущими в космической плазме, но из-за огромных размеров космических объектов магнитное поле, возникнув однажды, способно существовать очень долго – иногда многие миллиарды лет. Для его поддержания достаточно совершенно ничтожных токов. В результате для космической плазмы обычна ситуация, когда крупномасштабные электрические поля исчезающе малы, а магнитные – сильны.

Магнитные поля проявляются во всех основных типах космических объектов: от планет, звезд и таких удаленных структур, как радиогалактики и квазары, до магнитных полей галактик и всей Вселенной.

Магнитное поле Земли. Земля создает в окружающем пространстве магнитное поле, напряженность которого на поверхности Земли $\approx 0,5$ Гс и изменяется $\sim 1/r^3$, где r – расстояние от поверхности Земли. Силовые линии поля уходят в космическое пространство на многие тысячи и десятки тысяч километров. До шестидесятых годов считалось, что магнитное поле Земли напоминает поле магнитного диполя в вакууме. Космические иссле-

дования с ракет и искусственных спутников показали, что это совершенно не так.

Солнце постоянно испускает в пространство сравнительно быстрые (≈ 400 км/с) заряженные частицы, получившие название солнечного ветра. При их встрече с магнитным полем Земли образуется бесстолкновительная ударная волна, сжимающая магнитное поле Земли со стороны Солнца и вытягивающая его в противоположную сторону. В результате с подсолнечной стороны магнитное поле Земли простирается лишь на 10–12 радиусов Земли, в отдельных случаях границы поля приближаются к 6–8 радиусам, а хвост магнитосферы тянется приблизительно до 1000 радиусов Земли, где перемешивается с межпланетным магнитным полем.

Магнитосфера ограничена снаружи резкой границей, по которой течет электрический ток. Этот ток создают ионы солнечного ветра. Магнитное поле тока отделяет магнитосферу от области, где движется поток плазмы от Солнца (эта граница называется магнитопаузой). Температура плазмы между фронтом ударной волны и магнитопаузой достигает $\sim 10^6$ К. Прорыв в магнитосферу частиц солнечного ветра вызывает полярное сияние.

Общее магнитное поле Солнца. Магнитные поля играют определяющую роль в различных физических процессах, происходящих на Солнце. Наиболее мощным и явным проявлением магнитных полей являются солнечные пятна, напряженность магнитного поля в которых составляет $\sim 10^3$ Гс. Косвенно на присутствие магнитных полей указывают наблюдения некоторых образований солнечной атмосферы. Например, тонкая структура солнечной короны и полярных лучей; тонкая структура хромосферы, особенно хорошо видимая на фильтрограммах в свете линий H_α водорода.

Попытка обнаружить общее магнитное поле Солнца привела американского астрофизика Хэла в 1912 г. к заключению, что у Солнца имеется общее магнитное поле, сходное с полем равномерно намагниченной сферы, ось которой слегка наклонена к оси вращения Солнца. Окончательное заключение о реальности общего магнитного поля Солнца можно сделать исходя из прямых измерений. Для таких измерений были созданы магнитометры, действие которых основано на магнитном расщеплении

спектральных линий (эффекте Зеемана). С их помощью на космических аппаратах были проведены измерения напряженности магнитного поля Солнца вблизи Земли и установлено, что на гелиографических широтах $\pm 55^\circ$ существует общее магнитное поле с напряженностью ~ 1 Гс.

Существование общего магнитного поля Солнца сегодня считается установленным. Солнце является магнитопеременной звездой, т. е. магнитное поле изменяет свою полярность около полюсов через каждые 11 лет, и период этих изменений совпадает с длительностью цикла солнечной активности. Это обстоятельство должно учитываться всякой теорией общего магнитного поля Солнца.

В качестве решения проблемы происхождения и существования общего магнитного поля Солнца было предложено несколько теорий. Одна из них предполагает, что поле является «реликтовым» и возникло как естественный результат процесса образования Солнца. Оценим время распада поля, основываясь на уравнениях Максвелла.

Плотность тока проводимости $\bar{j} = \sigma \bar{E}$, где σ – проводимость, а \bar{E} – вектор напряженности электрического поля, связанного с напряженностью магнитного поля уравнением электромагнитной индукции

$$\text{rot } \bar{E} = -\frac{\partial \bar{H}}{\partial t}$$

или
$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\text{rot } \frac{\bar{j}}{\sigma}.$$

Из $\text{rot } \bar{H} = 4\pi \bar{j}$, получим $\bar{j} = \text{rot } \bar{H} / 4\pi$. Учитывая это, имеем

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\frac{1}{4\pi\sigma} \text{rot} \cdot \text{rot } \bar{H}.$$

Распишем $\text{rot} \cdot \text{rot } \bar{H}$ через $\nabla(\nabla \bar{H}) - \nabla^2 \bar{H}$, где $\nabla(\nabla \bar{H}) = 0$, так как $\text{div } \bar{H} = 0$. Тогда мы приходим к уравнению диффузии

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \bar{H},$$

которое указывает на механизм затухания общего магнитного поля: оно проникает в области противоположного направления и нейтрализуется.

Если нас интересует только порядок величины, то уравнение диффузии можно переписать в виде

$$\frac{H \cdot 4\pi\sigma}{t} \approx \frac{H}{l^2},$$

откуда находим время затухания $t \approx 4\pi\sigma \cdot l^2$, где l – линейный размер поля.

Примем для Солнца $l = R_c / 3 \approx 2 \cdot 10^{10}$ см и положим $\sigma \approx 10^{-4}$ эл.-магн. ед. (для недр Солнца). Подставив эти числа, получим $t = 10^{10}$ лет, что больше возраста солнечной системы. Конфигурация поля, соответствующая наибольшему времени затухания, изображена на рис. 7.1.

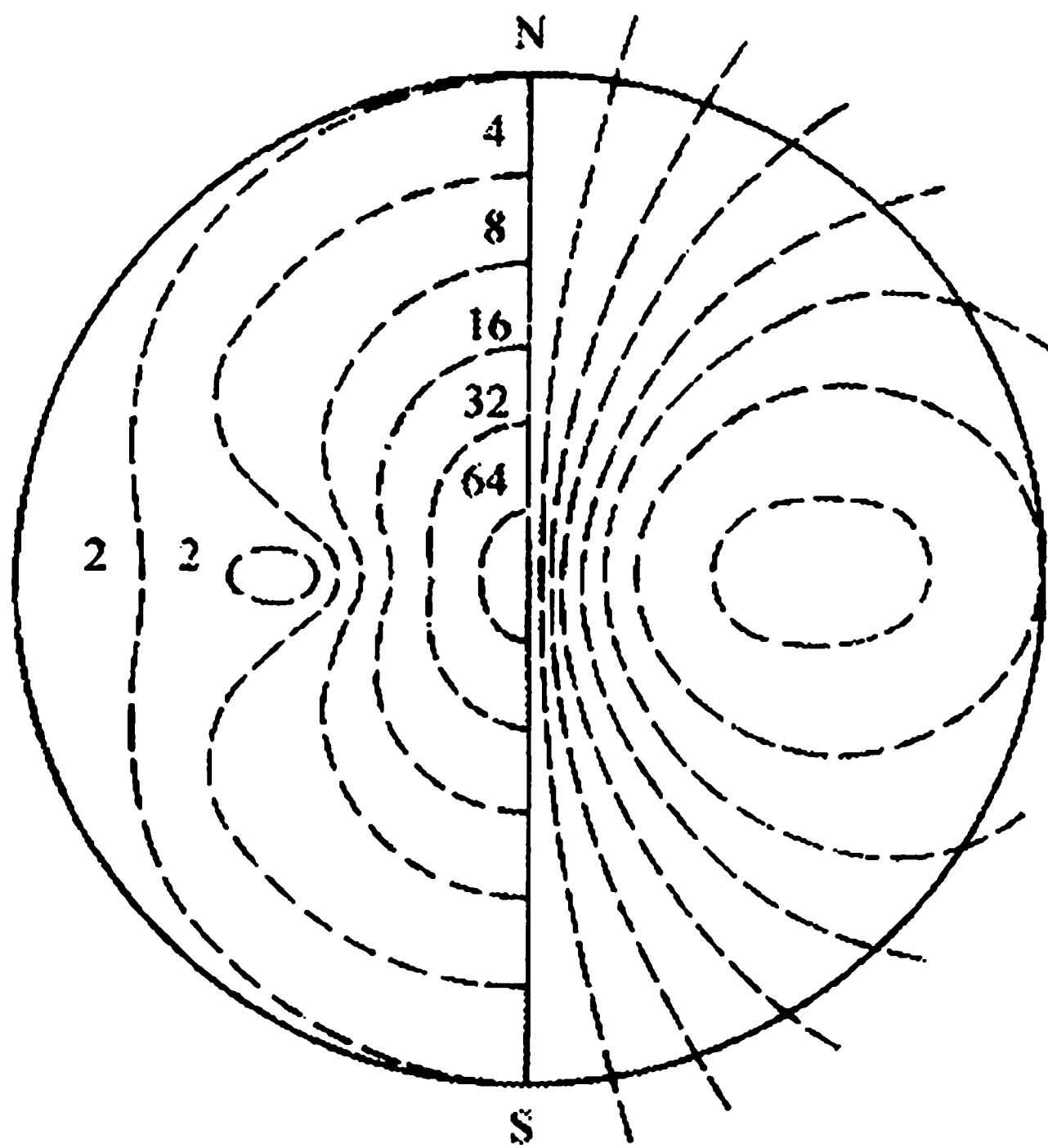


Рис. 7.1. Общее магнитное поле Солнца (тороидального типа)

Время затухания значительно меньше чем 10^{10} лет, удастся получить в единственном случае, если предположить, что магнитное поле существует лишь в тонком поверхностном слое солнечного вещества, где сильно уменьшена проводимость. Для него $l \approx R_c / 10$ и $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-6}$ (при температуре $T \approx 2 \cdot 10^5$ К). Это

дает $t \approx 10^7$ лет. Такое поле является полем диполя – у полюсов (рис. 7.2, а) и полоидальным (рис. 7.2, б) – под поверхностными слоями Солнца, т. е. для его недр.

Остальные теории поля пытаются обосновать возникновение или существование токов.

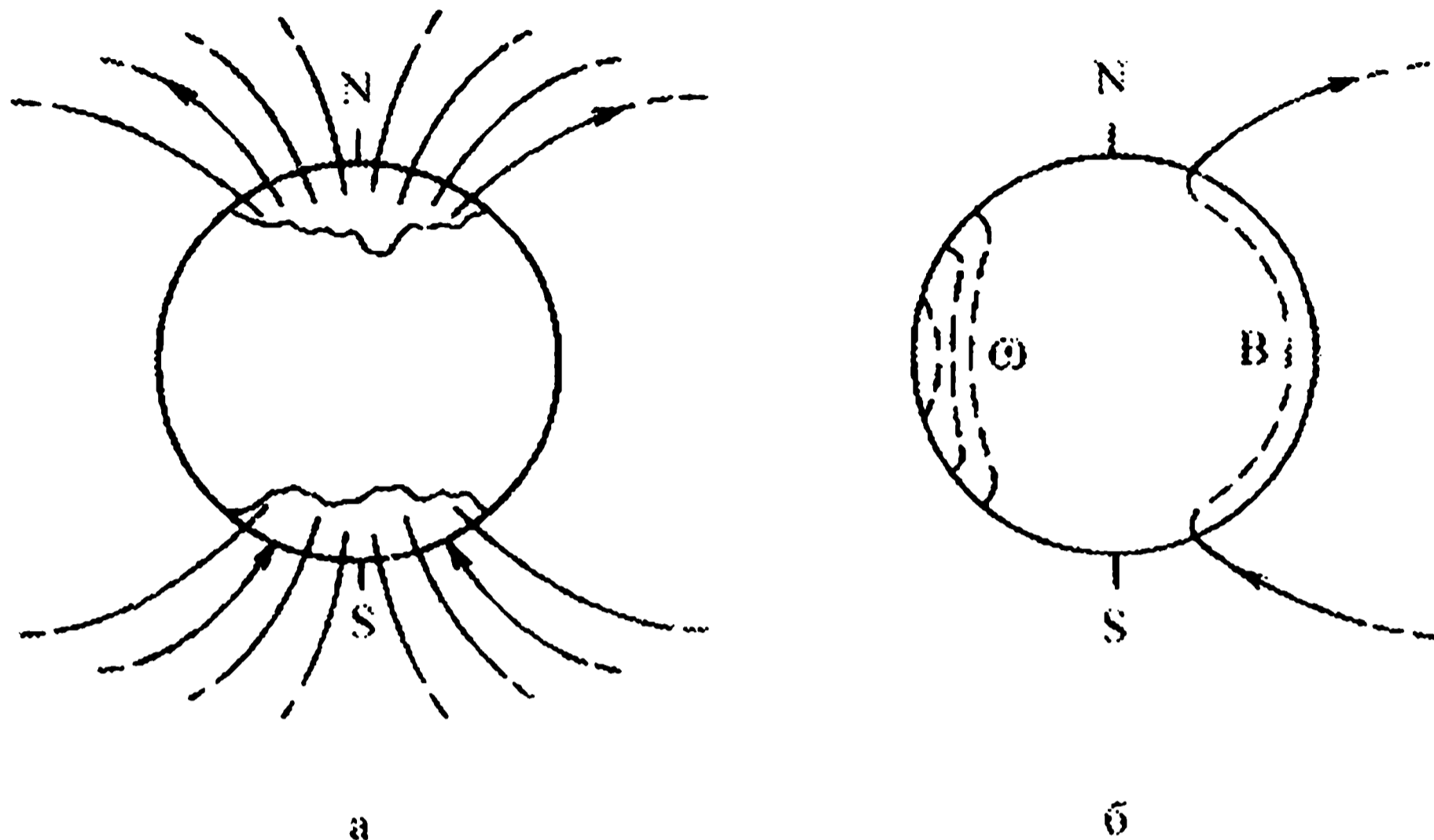


Рис. 7.2. Общее магнитное поле Солнца (полоидального типа)

Измерения магнитных полей. Все имеющиеся сведения о магнитных полях Солнца и звезд получены на основе эффекта Зеемана: расщепление спектральных линий под действием магнитного поля на ряд близких компонент с различной поляризацией. Если излучающий или поглощающий атом находится в магнитном поле, то в результате взаимодействия магнитного момента атома с внешним магнитным полем, система его уровней расщепляется на подуровни, т. е. магнитное поле изменяет частоту спектральной линии, и спектральная линия под влиянием поля расщепляется на ряд компонент. Наиболее простая картина расщепления соответствует нормальному эффекту Зеемана, когда спектральная линия с длиной волны λ_0 расщепляется на три компоненты (триплет) – несмещенную π -компоненту и две симметрично сдвинутые (относительно λ_0) σ -компоненты. Картина расщепления существенно зависит от ориентации наблюдателя по отношению к направлению магнитного поля, в связи с чем различают продольный и поперечный эффект Зеемана. При наблюдении перпендикулярно магнитному полю (поперечный эффект Зеемана) все компоненты линии поляризованы линейно.

При наблюдении вдоль поля (продольный эффект Зеемана) остаются видимыми лишь σ -компоненты, однако линейная поляризация их сменяется круговой (рис. 7.3).

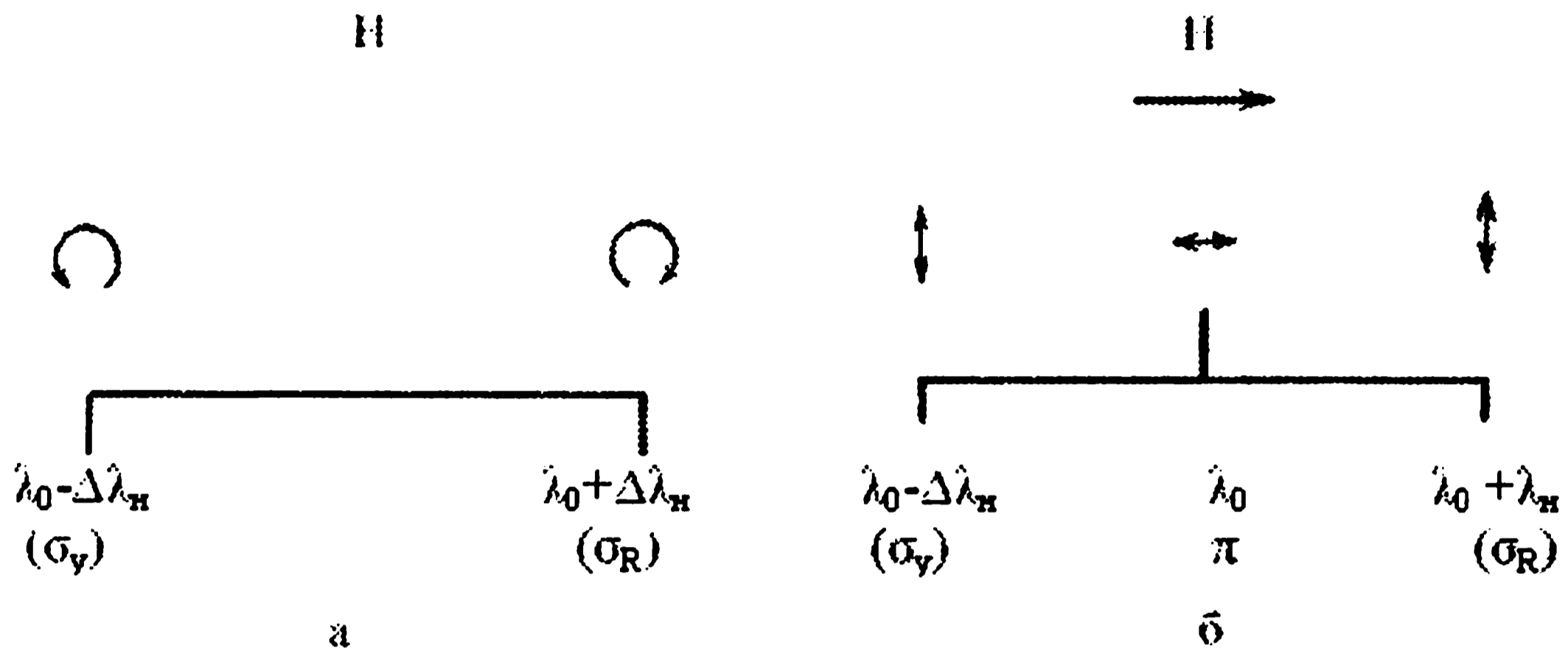


Рис. 7.3. Продольный эффект Зеемана

Смещение зеемановских компонент зависит от величины напряженности магнитного поля и определяется выражением

$$\Delta\lambda_H = \text{const} \cdot gH\lambda_0^2, \quad (*)$$

где H – напряженность магнитного поля, g – фактор Ланде – определяет чувствительность линии к полю.

Наиболее простой метод определения напряженности магнитного поля заключается в измерении фотографически или визуально расщепления обеих σ -компонент зеемановского триплета при помощи спектрографа высокого разрешения. Если поле достаточно велико, и, следовательно, компоненты зеемановской структуры достаточно разрешимы, напряженность поля может быть определена сразу же из соотношения (*).

Классический метод измерения полей солнечных пятен, предложенный Хэлом и принятый последующими исследователями, заключается в том, что перед входной щелью спектрографа располагается анализатор, состоящий из пластинки $\lambda/4$ или $\lambda/2$ и поляроида. Такие поляризационные приставки позволяют одновременно получать несколько спектров, каждый из которых содержит одинаково поляризованные компоненты линии, а компоненты с другой поляризацией погашены. Сравнив спектры и измерив расстояние между различно поляризованными компонентами линии, можно визуально или фотографически определить величину магнитного поля. Поскольку расстояние между

компонентами очень мало ($\sim 10^{-3} \text{ \AA}$ – для поля напряженностью 100 Гс), этот метод применим только для измерения сильных полей в солнечных пятнах, и его точность невелика (ошибка ~ 50 Гс). Обычно расщепление линий не настолько велико, чтобы можно было непосредственно измерить расстояние между ее компонентами. Оба метода могут быть использованы лишь для измерения довольно сильных магнитных полей.

Для определения слабых магнитных полей применяют фотоэлектрический метод, основанный на сравнении вклада в интенсивность линии ее различно поляризованных компонент. Измерение осуществляется обычно не на центральном участке линии, а в ее крыле. В присутствии слабого магнитного поля спектральная линия расщепляется на две накладывающиеся друг на друга компоненты, поляризованные по кругу в противоположных направлениях, причем ширина контуров этих компонент обычно намного превосходит величину зеемановского расщепления. Интенсивность света в фиксированной точке крыла линии периодически меняется, при этом амплитуда изменения пропорциональна напряженности измеряемого поля (рис. 7.4)

Фотоэлектрический метод впервые был применен для регистрации слабых магнитных полей на Солнце при помощи солнечного магнитографа. Принцип действия магнитографа заключается в следующем. Изображение Солнца фокусируется на щель спектрографа, перед которой устанавливается анализатор поляризованного по кругу света. В фокальной плоскости спектрографа выходная щель устанавливается так, чтобы на нее попадало одно из крыльев фраунгоферовой линии с простой триплетной структурой и магнитной чувствительностью. Свет, проходящий через вторую щель, падает на фотоэлектрический приемник изображения телевизионного типа. Телевизионные приемники основаны на использовании внутреннего фотоэффекта в полупроводниках. При внутреннем фотоэффекте электроны не выходят из вещества, но меняют в нем свое состояние, в результате чего изменяется проводимость или появляется фототок. Современные технологии полупроводниковых приборов позволяют изготавливать их очень миниатюрными, комбинировать в линейки или матрицы, которые содержат сотни и тысячи приемных элементов. На основе этих технологий созданы твердотельные телеви-

зионные приемники, которые называют приборами с зарядовой связью (ПЗС). Типичный пример такого приемника – это матрица, которая содержит 512 строк, каждая из которых, в свою очередь, содержит 512 микроскопических (размер 20 мкм) кремниевых фотоэлементов. Квантовый выход очень высок ($\sim 0,5$), область спектральной чувствительности – от 0,4 до 1,1 мкм. ПЗС содержит внутри себя полупроводниковое устройство для считывания сигналов с элементов матрицы.

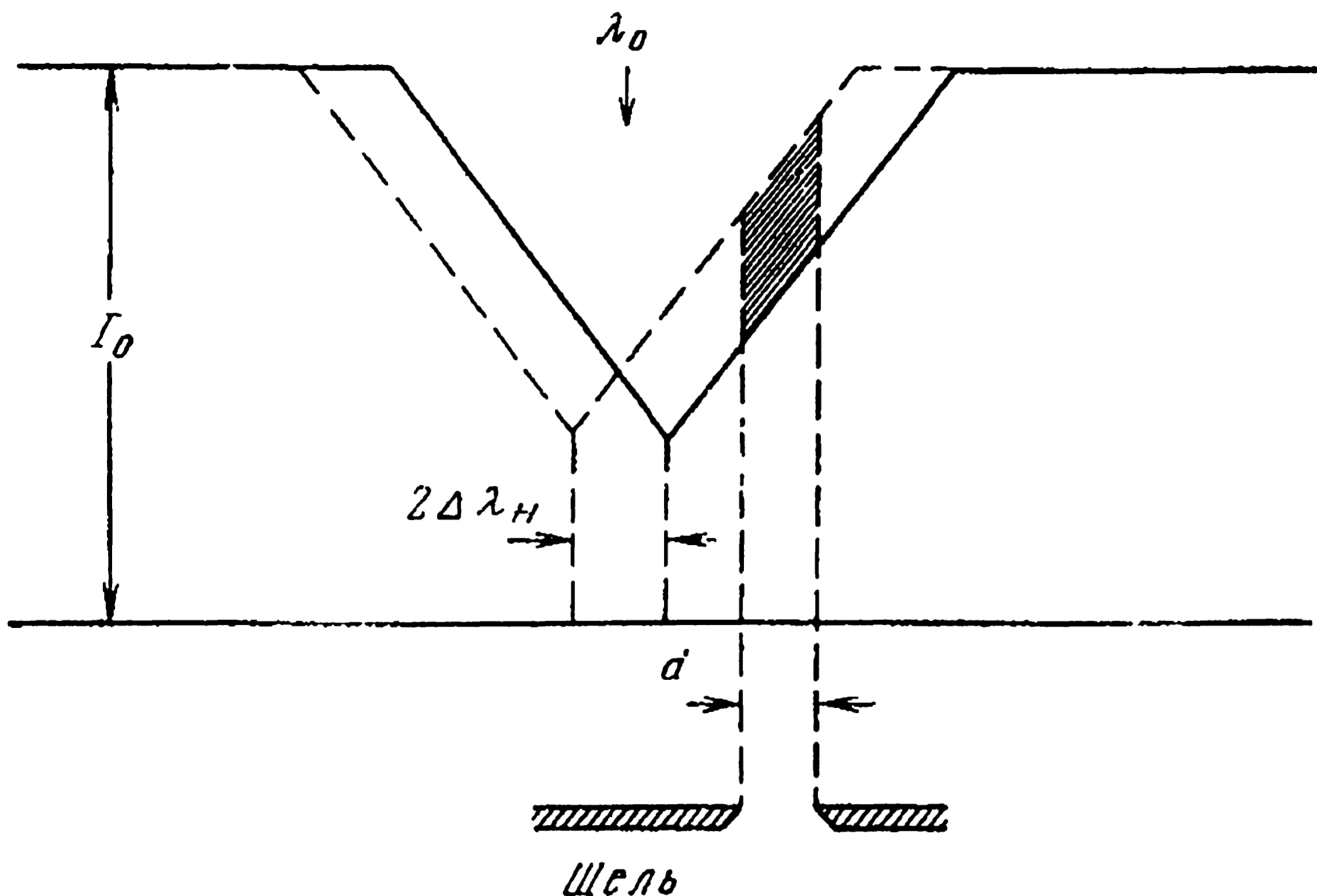


Рис. 7.4. Метод фотоэлектрического определения слабых магнитных полей при помощи эффекта Зеемана. Заштрихованная площадь пропорциональна изменению светового потока, прошедшего через щель, при попеременном пропускании анализирующим устройством правокруговой и левокруговой составляющих излучения

ПЗС-приемник обрабатывает сигнал в реальном времени, записывает результаты обработки на магнитный носитель, демонстрирует их на мониторе.

Магнитные поля звезд. В 1980 г. появилась методика, позволяющая обнаружить наличие пятен в фотосферах других звезд. Оказалось, что у многих звезд спектрального класса *G* и *K* есть пятна, подобные солнечным, с магнитным полем того же

порядка. Зарегистрированы изменения, связанные с переменностью самих полей, изучаются циклы активности таких звезд. Они близки к солнечному циклу и составляют 5–10 лет. Звезды спектральных классов *F*, *G*, *K* подобны Солнцу и у них следует ожидать примерно тех же проявлений цикличности магнитной активности, что и у Солнца.

Магнитные поля встречаются у звезд самых разных спектральных классов. К настоящему времени магнитные поля измерены у нескольких тысяч звезд. Сравнительно быстро вращающиеся звезды спектральных классов *G* и *K* имеют поле $\sim 10^3$ Гс. В последние годы удалось непосредственно разглядеть пятна на диске близкой к нам звезды-сверхгиганта с угловыми размерами около 0,"1 – ярчайшей звезды в созвездии Ориона – Бетельгейзе. В данном случае размер каждого такого пятна превосходит размеры орбиты Земли. Пятна оказались очень распространенными на звездах. О значительной магнитной активности большинства звезд свидетельствуют и проведенные с искусственных спутников наблюдения спектров звезд. В спектрах видны очень яркие линии ионизованного магния с $\lambda \approx 2800 \text{ \AA}$ (они являются самыми яркими линиями хромосфер холодных звезд) и другие линии, говорящие о наличии у звезд сильно развитых хромосфер, а значит, и магнитных полей.

Вероятно, все звезды показывают проявление магнитной активности, но есть известный тип звезд, у которых обнаружены сильные крупномасштабные магнитные поля с напряженностью $\sim 10^4$ Гс. Эти звезды получили название магнитных.

На поверхности нейтронных звезд – пульсаров – существуют магнитные поля с напряженностью $\sim 10^{12}$ Гс.

Магнитное поле Галактики. Наша Галактика представляет собой скопление более чем 100 млрд. звезд и межзвездной среды: пыли и газа. Кроме того, в межзвездном пространстве есть магнитные поля (см. гл. 1, § 2). Магнитное поле Галактики формируется так же, как и в звездах – за счет усиления динамомеханизмом, черпающим энергию из дифференциального вращения Галактики. Совокупность наблюдений показывает, что Галактика обладает крупномасштабным магнитным полем, охватывающим всю Галактику и параллельным ее плоскости. Ориен-

тировано оно вдоль спиральных рукавов. В окрестности Солнца его составляющая ~ 2 мкГс.

Магнитное поле Вселенной. Предполагается, что оно образовалось как изначальное на той стадии эволюции Вселенной, когда еще не было наблюдаемых сейчас галактик и их скоплений и распределение вещества было однородным. Поле должно было следовать за движением вещества и присутствовало в Галактиках со времени их образования.

Такое предположение о существовании однородного магнитного поля Вселенной делает ее не изотропной – появляется направление, выделенное силовыми линиями поля.

Так как реликтовое магнитное поле может сказаться на свойствах Вселенной, то тем самым представляется возможным выявить его из наблюдений. (Эти вопросы подробно исследованы в работах Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова.)

§ 23. Черные дыры в ядрах галактик

Свойства ядер галактик. Определение масс ядер галактик.

Определение массы ядра нашей Галактики.

Новейшие наблюдения

Свойства ядер галактик. Галактики в большинстве случаев имеют в центральных частях компактные сгущения звезд и газа, которые принято называть ядрами. Среди галактик выделяется сравнительно немногочисленная (1 % от общего числа) группа галактик с активными ядрами. В активных ядрах галактик наблюдаются мощные нестационарные процессы, приводящие к высокой светимости ядер в рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. Квазары также представляют собой очень активные ядра удаленных галактик с красным смещением, соответствующим расстояниям в тысячи мегапарсеков (миллиарды световых лет). Квазары – самые мощные по стационарному излучению объекты во Вселенной. Полная светимость квазаров, включая радио-, инфракрасный, оптический, ультрафиолетовый, рентгеновский и гамма-диапазоны, достигает 10^{40} – 10^{41} Дж/с, что на три-четыре порядка превышает светимость родительской галактики.

Все галактики с активными ядрами обладают переменностью оптического излучения их ядер. По скорости переменности (минимальному времени переменности t_0) оценивается характерный размер излучающей области $r_0 \sim ct_0$ (c – скорость света), который составляет $\sim 3 \cdot 10^{10} - 10^{12}$ км, т. е. менее 1 пк. (В пространстве, размером с нашу солнечную систему, излучается энергия, равная энергии излучения сотен галактик.) Ввиду столь малого объема, в котором выделяется гигантская энергия, требуется привлечение новых механизмов энерговыделения.

Механизм выделения большого количества энергии ядрами галактик и квазарами остается неизвестным. Предполагается, что он связан с высвобождением энергии гравитационного взаимодействия газа с массивным центральным объектом галактики, которое, как показывают расчеты, может быть значительно более эффективным, чем высвобождение энергии при ядерных реакциях. Необходимая гравитационная энергия может выделяться при падении газа, например, на сверхмассивную черную дыру. Яркое излучение рождается в горячем аккреционном газовом диске, который с очень высокой скоростью вращается вокруг массивной черной дыры.

Таким образом, наблюдения квазаров и других галактик с активными ядрами приводят к выводу о возможном существовании сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Для надежной идентификации ядер галактик со сверхмассивными черными дырами необходимо дать оценки их масс и характерных размеров.

Определение масс ядер галактик выполнено примерно для двух десятков ядер *активных галактик* по переменности эмиссионных линий в их спектрах. Изначально переменность ядер галактик была обнаружена в непрерывном спектре, а затем – и в линиях водорода. Оказалось, что переменность интенсивностей эмиссионных линий водорода повторяет переменность непрерывного спектра, но с запаздыванием Δt около двадцати дней. Время запаздывания интерпретируется как время, необходимое для пролета жесткого ионизирующего излучения, испускаемого центральным источником (непрерывный спектр), до газовых облаков, излучающих линии водорода. Тогда можно оценить расстояние r газовых облаков от центра галактики: $r \leq c\Delta t$. Расстояния меняются в пределах $1,3 \cdot 10^{11} - 2,1 \cdot 10^{12}$ км. Характерные

скорости движения V газовых облаков оцениваются по профилю эмиссионной линии и лежат в пределах $V = 1800\text{--}6200$ км/с. Если известна скорость движения газового облака и расстояние его от тяготеющего центра, то, в предположении, что скорости движения газовых облаков не сильно отличаются от круговых, можно оценить массу центрального источника по формуле

$$M = V^2 r / G.$$

Массы ядер 17 активных галактик, найденные таким методом, лежат в пределах $10^7\text{--}10^8$ солнечных масс.

Наиболее надежные и точные оценки масс ядер галактик получают из прямых наблюдений вращательных скоростей газа вблизи ядра или измерений смещений индивидуальных звезд, обусловленных их движением вокруг ядра. Этот метод используется для оценки масс «спокойных» ядер галактик.

Определение масс компактных объектов в ядрах галактик выполнены в 90-е гг. с борта космического телескопа Хаббла и с помощью метода наземной радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой. В частности, для галактики $M\ 87$, у которой из ядра вырывается протяжный джет, обнаружена газовая спиральная структура, вращающаяся около ядра. Скорость вращения определяется по доплеровским сдвигам линий излучения газа, находящегося на линейном расстоянии от ядра ~ 20 пк. В этом случае из условия равенства центростремительного ускорения и ускорения гравитационного притяжения определяется масса ядра, которая составляет $3 \cdot 10^9$ масс Солнца. Масса галактики $NGC\ 4258$, также имеющей релятивистский джет, оказалась равной $\approx 4 \cdot 10^7$ масс Солнца.

Определение массы ядра нашей Галактики. В 1996 г. была опубликована работа германских астрономов, которые в течение трех лет наблюдали с высоким угловым разрешением центр нашей Галактики в инфракрасном диапазоне. Ядро Галактики скрыто для наземных наблюдений мощным слоем межзвездной пыли, и только в инфракрасном диапазоне, для которого пыль прозрачна, можно непосредственно увидеть звезды вблизи ядра. В результате за три года наблюдений были измерены перемещения звезд вблизи ядра Галактики, что позволило дать надежную оценку массы центрального ядра Галактики, которая составила $2,4 \cdot 10^6$ масс Солнца. Концентрацию такой мас-

сы. по мнению многих астрофизиков, можно объяснить только присутствием сверхмассивной черной дыры.

К настоящему времени исследованы и надежно оценены массы и характерные размеры ядер у 41 галактики (по результатам на 2003 г.). Эти исследования делают вероятной гипотезу о том, что в ядрах галактик находятся сверхмассивные черные дыры.

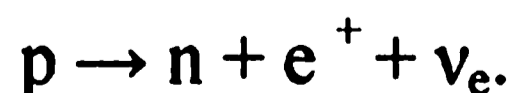
Новейшие наблюдения. Совсем недавно телескоп Хаббла передал снимки, показывающие центр крупной галактики «Центавр-А» (*NGC 5128*), расположенный от нас на расстоянии 10 млн. световых лет. Эту галактику окружает темный пояс пыли с множеством недавно рожденных звезд. Снимки, сделанные в инфракрасных лучах, помогли заглянуть за пылевой занавес. Там обнаружена струя горячего газа, падающая на сверхмассивный объект. Этот объект содержит массу, равную 10^9 масс Солнца, а размеры его очень компактны: немногим больше нашей солнечной системы.

В ядре галактики *NGC 6240*, находящейся от нас на расстоянии примерно 400 млн. световых лет, обнаружены два супермассивных объекта. Они находятся друг от друга на расстоянии в 3000 световых лет и вращаются вокруг общего центра масс со скоростью около 10 км/с. При этом они сближаются, и из-за сохранения момента количества движения вращаются все быстрее. Существование таких объектов объясняют тем, что *NGC 6240* – результат слияния двух галактик, именно поэтому она такая яркая. Это были две галактики, размером примерно с нашу Галактику. Возможно, так спиральные галактики преобразуются в менее активные (в смысле звездообразования) эллиптические галактики.

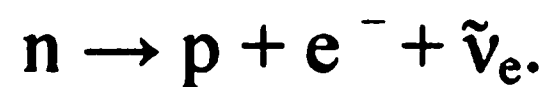
§ 24. Нейтринное излучение Солнца

Нейтрино, идущие от Солнца. Регистрация нейтрино: хлор-аргонный эксперимент, галлиевый эксперимент, водный детектор. Нейтринные осцилляции и масса нейтрино

Нейтрино, идущие от Солнца. Название нейтрино ν в узком смысле сохранено за частицей, испускаемой при бета-распаде вместе с позитроном



Частицу, испускаемую вместе с электроном, назвали антинейтрино



В явлении β -распада физика в свое время столкнулась с серьезной проблемой, касающейся законов сохранения энергии и момента количества движения. В физических экспериментах, проводившихся в 30-е гг. с радиоактивными ядрами, было установлено, что ядро трития – тяжелого изотопа водорода – при своем распаде превращается в ядро гелия, испуская электрон, но, кроме того, теряет еще и некоторую часть своей энергии



Паули в 1931 г. предположил, что эту энергию уносят какие-то неизвестные частицы, которые в этих экспериментах остаются незарегистрированными. Они не должны иметь электрического заряда, и этим похожи на нейтроны. По предложению Ферми, их назвали нейтрино, т. е. маленький нейтрон, а лишь через 25 лет удалось в лабораторном эксперименте подтвердить реальное существование нейтрино. Они были непосредственно зарегистрированы в экспериментах на мощных ядерных реакторах, а в 70-е гг. были обнаружены и первые космические нейтрино – нейтрино от Солнца.

Известно шесть видов нейтрино: электронные, мюонные, и тау-нейтрино. Для обозначения нейтрино принят символ ν , а для антинейтрино – символ $\tilde{\nu}$. Электронные (e), мюонные (μ), тау (τ) нейтрино (и антинейтрино) различаются индексами: ν_e и $\tilde{\nu}_e$, ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$, ν_τ и $\tilde{\nu}_\tau$.

Все процессы с участием нейтрино относятся к так называемому слабому взаимодействию. Этим объясняется, например, то, что нейтрино с энергией ~ 1 МэВ должны иметь в свинце, плотность которого $11,3$ г/см³, длину свободного пробега $\sim 10^{15}$ км (для сравнения, расстояние от Земли до Солнца $\approx 1,5 \cdot 10^8$ км). Вещество звезд для этих частиц практически прозрачно. Проникающая способность нейтрино является определяющей для изучения Солнца.

Еще сравнительно недавно сама возможность «заглянуть» в недра звезд представлялась фантастичной. Огромная толща вещества делает их непрозрачными для всех видов электромагнитного излучения, включая самые жесткие гамма-лучи. Миллионы

лет требуются квантам, генерируемым в центральных областях звезд, чтобы «просочиться» к поверхностным слоям и выйти наружу в межзвездное пространство. За это время кванты, взаимодействуя с веществом звезды, испытывают огромное количество поглощений и переизлучений, претерпевая при этом серьезные трансформации. Если первоначально их частоты соответствовали гамма- или рентгеновскому диапазону, то, выходя из поверхности звезды, они становятся гораздо «мягче» и частоты их лежат уже в оптическом и непосредственно примыкающих к нему инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах. Другими словами, их свойства уже совсем не отражают свойств среды, в которой они первоначально возникли. Казалось бы, нет никакой возможности получить информацию непосредственно из недр звезды.

Вышесказанное является следствием теории, основанной на гипотезе о термоядерных источниках звездной энергии. Прямая экспериментальная проверка этой гипотезы была предпринята для Солнца. Измерение потока солнечных нейтрино позволяет не только выяснить, идут ли термоядерные реакции в недрах Солнца, но и показать, какие именно реакции протекают, какова температура Солнца в центре, какие химические элементы там присутствуют и т. д. Имеется сильная температурная зависимость потоков нейтрино от распада ${}^8\text{B}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$. Так, например, при изменении температуры от 12 млн. до 14 млн. градусов поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ меняется более чем в 15 раз, а поток нейтрино C-N цикла – более чем в 10 раз. При быстром снижении температуры, по мере удаления от центра Солнца, интенсивность генерации нейтрино от распадов ${}^8\text{B}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ падает так сильно, что в основном нейтрино излучает небольшая область около центра Солнца. Таким образом, измерение даже одного только потока нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ дает возможность судить о температуре в центральной области Солнца.

Теория термоядерных реакций, происходящих в центральных областях Солнца, позволяет довольно надежно оценить величину потока солнечных нейтрино на Земле. Суть термоядерных реакций, происходящих в недрах Солнца, сводится к тому, что четыре протона объединяются в одну альфа-частицу. При этом испускаются два нейтрино. Если имеет место первый вариант протон-протонного цикла, то для его полного завершения

первые две реакции должны произойти дважды. С учетом этого можно подсчитать, что один полный цикл сопровождается выделением энергии $\Delta L_C = 26,732$ МэВ, которая суммируется в светимость Солнца L_C и из которой около 0,5 МэВ уносится двумя нейтрино. Поэтому полное количество нейтрино, образующихся в недрах Солнца за секунду (за счет всех циклов), $N = 2 L_C / \Delta L_C \approx \approx 2 \cdot 3,85 \cdot 10^{20} \text{ МВт} / 26,7 \text{ МэВ} \approx 2 \cdot 10^{38}$ нейтрино за 1 с. Поделив число N на площадь сферы радиусом в 1 а. е. $= 1,5 \cdot 10^{13}$ см, получим, что поток солнечных нейтрино на Земле равен 10^{11} нейтрино / (см² · с).

Доля энергии, уносимая нейтрино, различна в зависимости от того, какой из циклов реализуется. Если имеет место первый вариант протон-протонного цикла, то на долю нейтрино приходится 2 % всей энергии, а во втором и третьем вариантах, соответственно, 4 % и 32 %. В углеродно-азотном цикле нейтрино уносят 7 % всей энергии. Максимальная электромагнитная энергия выделяется в первом варианте, а минимальная – в третьем. Пределы для полного потока солнечных нейтрино в этих двух вариантах получим соответственно $(6,5 - 8,6) \cdot 10^{10} \text{ в} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Важно, что нейтрино от разных реакций (табл. 7.1) обладают неодинаковыми энергиями, причем у некоторых из них энергия строго определена («монохроматические» нейтрино), а у других – спектр непрерывный (рис. 7.5). Скорости отдельных ядерных реакций и тем самым величина соответствующих потоков нейтрино сильно зависят от температуры и параметров химического состава и, в первую очередь, от содержания гелия. Поэтому, регистрируя потоки солнечных нейтрино различных энергий, можно получить прямые экспериментальные данные об условиях в недрах Солнца.

В настоящее время в различных лабораториях мира проводятся сложные эксперименты по регистрации солнечных нейтрино. Они основаны на относительно большой вероятности захвата нейтрино некоторыми атомными ядрами (*Cl, Ga, Li, Br, I* и т. д.), а также на регистрации черенковского излучения, возникающего при рассеянии нейтрино на электронах. Рассмотрим результаты трех экспериментов.

Ядерные реакции на Солнце с испусканием нейтрино

Реакции	Теор. поток ($10^{10}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$)	Скор. счета ^{37}Cl SNU	Скор. счета ^{71}Ca SNU
$^1\text{H}(p, e^+ \nu)^2\text{D}$	6,0	0	70,2
$^1\text{H}(pe^-, \nu)^2\text{D}$	0,014	0,22	2,8
$^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}$	0,48	1,14	34,2
$^8\text{B}(e^+, \nu)^8\text{Be}^*$	0,0006	7,06	14,9
$^{13}\text{N}(e^+, \nu)^{13}\text{C}$	0,045	0,08	2,7
$^{15}\text{O}(e^+, \nu)^{15}\text{N}$	0,039	0,27	4,4

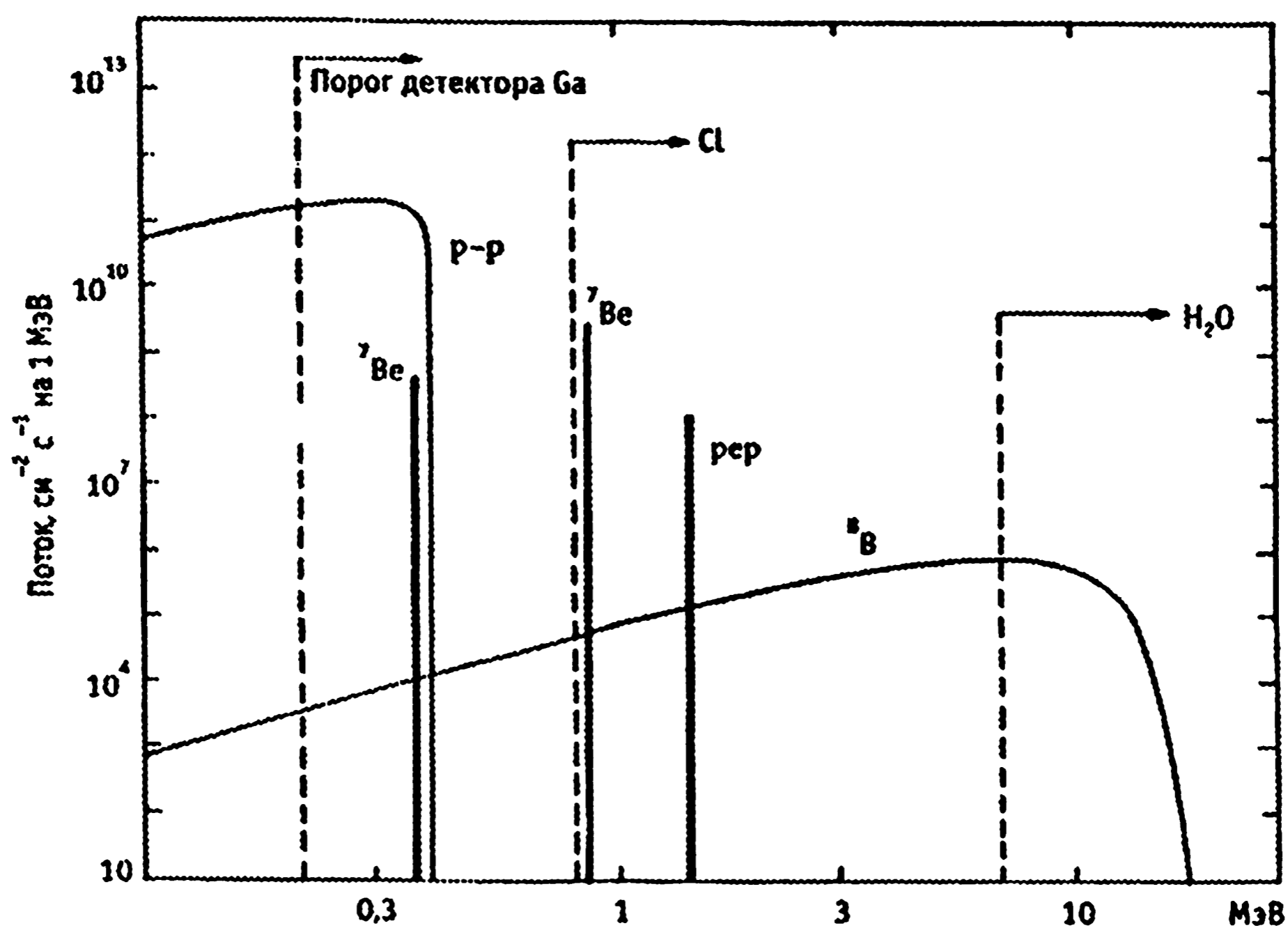
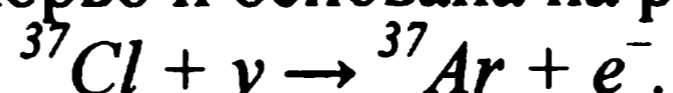


Рис. 7.5. Теоретический спектр солнечных нейтрино и возможности регистрации различными детекторами: Ga, Cl, H_2O

Регистрация нейтрино: хлор-аргонный эксперимент, галлиевый эксперимент, водный детектор. Идея эксперимента по регистрации нейтрино была предложена еще в 1946 г. академиком Б. М. Понтекорво и основана на реакции



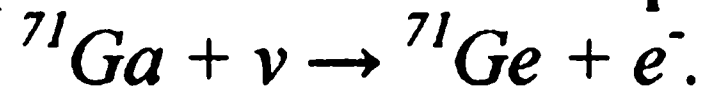
Рабочим веществом является богатый хлором перхлорэтилен (или четыреххлористый углерод), химическая формула которого C_2Cl_4 . Эта жидкость широко используется в бытовой химии как средство очистки поверхностей. Следует отметить, что реакция может иметь место только в том случае, если энергия нейтрино больше 0,8 МэВ, т. е. ядра хлора этого вещества способны поглощать нейтрино с энергиями больше 0,814 МэВ, испуская электрон и образуя радиоактивный изотоп ^{37}Ar с периодом полураспада 35 дней. Сущность эксперимента состояла в оценке количества ядер радиоактивного изотопа ^{37}Ar , которые образуются в емкости, наполненной перхлорэтиленом. В результате захвата орбитального электрона ^{37}Ar переходит в ^{37}Cl с последующим испусканием рентгеновских лучей с энергией 2,8 КэВ. Для регистрации такого излучения используются специальные счетчики.

При реализации эксперимента по детектированию солнечных нейтрино пришлось решать ряд сложных проблем и в первую очередь – исключение фона космических лучей. Для исключения фоновых реакций, вызванных космическими лучами, мишень должна находиться глубоко под землей. После решения всех проблем, начиная с 1967 г., проведен ряд опытов по регистрации солнечных нейтрино с детектором C_2Cl_4 массой в 400 т. Эксперименты проводились под руководством выдающегося физика-экспериментатора, профессора Раймонда Дэвиса. Нейтринный детектор (рис. 7.6) расположен в старой шахте (Южная Дакота, США), где добывали золото, на глубине 1,5 км.

Для оценки потока нейтрино введено понятие специальной «солнечной нейтринной единицы» (Solar Neutrino Units): 1 SNU соответствует потоку нейтрино, при котором в детекторе с 10^{36} ядер ^{37}Cl за 1 с образуется одно ядро ^{37}Ar . В эксперименте Дэвиса фактически (после учета фона, создаваемого космическими лучами) регистрируется одна солнечная частица нейтрино в течение 2–3 дней. Результаты наблюдений показали, что наблюдаемый поток солнечных нейтрино с энергиями более 0,814 МэВ в среднем соответствует $0,420 \pm 0,045$ захватов в сутки или $2,55 \pm 0,25$ SUN. Теоретически ожидаемый поток солнечных нейтрино в этом эксперименте соответствует $8,0 \pm 1,0$ SUN. Это расхождение между ожидаемым результатом и данными наблюдений представляется довольно большим. Означает ли столь

неожиданный результат, что представления о внутренней структуре и эволюции звезд неверны? Если нет, то как можно объяснить результаты опытов Дэвиса?

Галлиевый эксперимент основан на реакции



Важным преимуществом является большое эффективное сечение и низкий порог энергии (0,233 МэВ), позволяющий регистрировать нейтрино от основной реакции распада протона. Период полураспада радиоактивного ${}^{71}\text{Ge}$ 11,4 дня. Для регистрации одного захвата нейтрино в сутки достаточно 20 т галлия. В 1990 г. начал функционировать российский детектор SAGE (Soviet–American Gallium Experiment), использующий 57 т галлия в Баксанском ущелье на Северном Кавказе, а чуть позже – в Итальянских Альпах (GALLEX, 30 т). Предварительные результаты SAGE дали скорость счета 73 ± 19 SNU, а GALLEX – 79 ± 12 SNU при теоретически ожидаемом значении 132 ± 7 SNU.

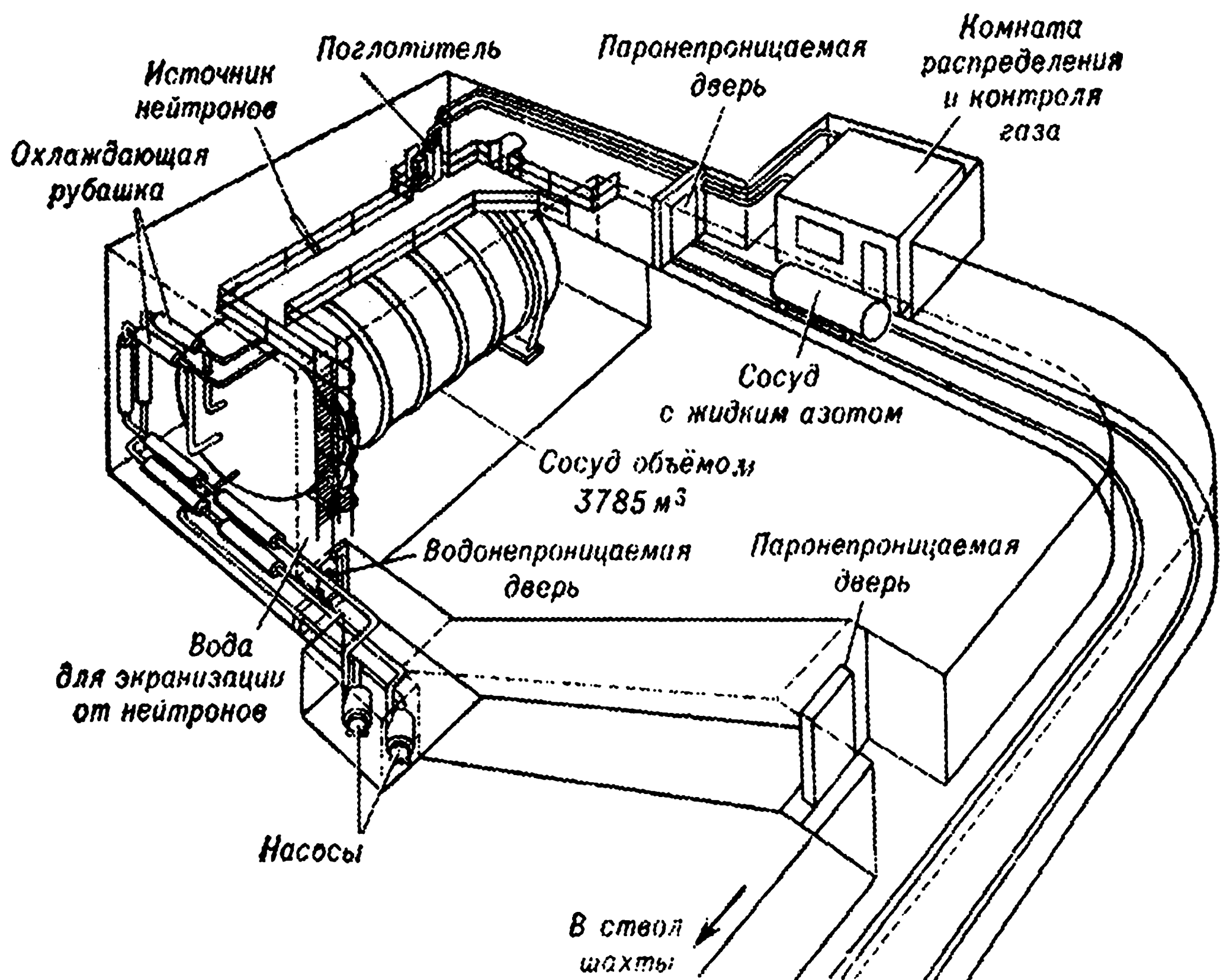
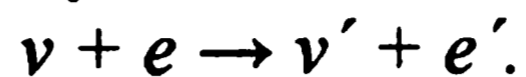


Рис. 7.6. Схема установки Р. Дэвиса для регистрации потока нейтрино от Солнца

Водный детектор использует регистрацию излучения, возникающего при рассеянии нейтрино с энергией больше 7,5 МэВ на электронах молекул воды



В конце 90-х гг. начал работать эксперимент Супер Камиоканде, впервые позволивший получить за 500 дней накопления уникальное размытое нейтринное «изображение» Солнца. Размер всего участка неба 90×90 градусов. Яркость изображения пропорциональна потоку нейтрино.

Эксперимент Камиоканде II организован в шахте Камиока (Японские Альпы) на глубине 1 км. Рабочим веществом являются 600 т воды. Вспышки регистрируются в стенках резервуара, покрывающих около 20 % от полной его внутренней поверхности. Результат первых измерений привел к значениям потока нейтрино в воде меньшим, чем ожидалось.

Все результаты по регистрации солнечных нейтрино приводят к значениям меньше ожидаемых в несколько раз (табл. 7.2).

Таблица 7.2

Результаты экспериментов по регистрации нейтрино от Солнца

Детектор	Эксперимент	Порог МэВ	Измерено SNU	Предсказано SNU	Изм./Пред.
³⁷ Cl	Дэвис	0,814	2,55±0,25	8,0±1,0	0,32
H ₂ O	Камиоканде	7,5			0,49
⁷¹ Ga	SAGE	0,2	73±19	132±7	0,55
⁷¹ Ga	GALLEX	0,2	79±12	132±7	0,63

Особенно велико различие в четыре раза для хлорного детектора, для которого имеются наиболее длительные ряды наблюдений. Основная трудность интерпретации этих расхождений связана с тем, что между данными различных экспериментов нет внутреннего согласия. Последние два десятилетия обсуждалось как совершенствование методики самого эксперимента, так и модификация стандартных теоретических моделей внутреннего строения Солнца. Если предположить, что период полураспада нейтрино меньше нескольких сотен секунд, то в этом случае образовавшиеся в недрах Солнца нейтрино просто не дойдут до Земли. Разновидностью этого типа гипотез является «гипотеза

осцилляций», суть которой сводится к тому, что испущенные Солнцем «электронные» нейтрино могут превращаться в «мюонные», на которые детектор Дэвиса не реагирует.

Совершенно другой подход был представлен в гипотезе Фаулера, высказанной еще в 70-е гг. и не обсуждаемой сегодня. Суть гипотезы заключается в следующем. Поток нейтрино от Солнца определяется «мгновенным» состоянием солнечных недр. Это означает, что если по какой-либо причине изменилась температура солнечных недр, это сразу же отразится на выходящем из Солнца потоке нейтрино. Совсем по-другому будет вести себя поток фотонного излучения от Солнца. Образовавшимся в центральных областях Солнца фотонам требуются миллионы лет, чтобы просочиться наружу и выйти в межзвездное пространство. Таким образом, если внезапно температура в центре Солнца падает, сразу же упадет поток нейтрино, в то время как светимость Солнца останется неизменной.

Нейтринные осцилляции и масса нейтрино. Сотрудники канадской нейтринной обсерватории в Садбери (Sudbury Neutrino Observatory – SNO), начавшей работу в 1999 г., опубликовали первые результаты своих наблюдений за потоком солнечных нейтрино. Они подтвердили предположение, что, пролетая от Солнца до Земли, эти частицы испытывают превращения.

Такое предположение было высказано в ходе обсуждения многолетних экспериментов по регистрации нейтрино. Известны три типа нейтрино – электронное, мюонное и тау-нейтрино, каждое из которых возникает только в определенных ядерных реакциях. Предполагалось, что все они неизменны, так, например, нейтрино, рожденное вместе с электроном в процессе бета-распада, останется электронным навсегда. Предположение, что возможны взаимные превращения нейтрино – так называемые осцилляции, в ходе которых нейтрино изменяют свой тип, устранило проблему «дефицита солнечных нейтрино». Так, электронное нейтрино, которое вылетело из недр Солнца, могло по дороге преобразоваться в мюонное. Но безмассовые частицы к превращениям не способны, и только результаты исследований на японском детекторе Суперкамиоканде дали основание предположить, что нейтрино имеет массу. Справедливость этого предположения и подтвердили новые результаты обсерватории Садбери.

Детектор нейтринной обсерватории Садбери – сферическая емкость с 1000 т тяжелой воды, установленная на глубине два километра в подземном зале шахты по добыче никеля. Детектор чувствителен к солнечным (электронным) нейтрино, которые при взаимодействии с дейтерием производят вспышки света, а их регистрируют 9500 фотоэлектронных умножителей. SNO – первый подземный детектор нейтрино с тяжелой водой, в которой проходят реакции двух типов. В одной (назовем ее *A*) электронное нейтрино разрушает дейтерий, производя два протона и вылетающий электрон. При упругом рассеянии (реакция *B*) нейтрино взаимодействует с электроном атомной оболочки, атом получает импульс отдачи и отскакивает, а электрон вылетает. Однако реакция *B* может проходить с нейтрино любого вида.

За восемь с лишним месяцев детектор SNO зарегистрировал 1169 событий с участием нейтрино. Все они были тщательно проанализированы, чтобы разделить их на реакции класса *A* и *B*. Потоки нейтрино, измеренные двумя способами, различаются на треть из-за того, что часть электронных нейтрино, возникших в глубинах Солнца, по дороге к Земле или в верхних слоях ее атмосферы «преобразовалась» в другие типы и по прибытии в SNO не могла вызвать реакцию *A*.

Результаты измерений обсерватории Садбери дали первые прямые доказательства осцилляций солнечных нейтрино. Прямое наблюдение осцилляций солнечных нейтрино также является прямым доказательством наличия у нейтрино ненулевой массы покоя. Результат этот чрезвычайно важен сразу по нескольким причинам. Во-первых, решена «проблема дефицита солнечных нейтрино» и отпадает необходимость пересматривать «стандартную солнечную модель». Во-вторых, доказано, что нейтрино имеет массу, что позволяет по-новому взглянуть на проблему «скрытой массы», или «темной материи».

Новейшие результаты, полученные SNO, показали, что полное число электронных нейтрино, излученных Солнцем, находится в полном согласии с предсказаниями моделей Солнца.

§ 25. Современные проблемы астрофизики

**Темная материя и темная энергия. Проблема сингулярности.
Гравитационные линзы. Голубые карлики**

Темная материя и темная энергия. *Темной материей* принято называть вещество, оказывающее ощутимое гравитационное воздействие на крупные космические объекты. При этом никакого излучения от этого вещества не регистрируется. Первые упоминания о темной материи относятся к 1933 г. и связаны с именем швейцарского астрофизика Фрица Цвики. В результате длительных наблюдений и расчетов он пришел к выводу, что движение звезд в скоплениях галактик не полностью объясняется их взаимным влиянием. Суть такого заключения сводится к следующему. Основной характеристикой любого астрономического объекта является его масса. Ее можно оценить как по наблюдениям самого объекта, так и по гравитационному воздействию, которое он оказывает на другие небесные тела. Если оценки, полученные двумя этими методами, примерно совпадают, значит, представления о природе объекта верны.

Массу скопления галактик можно определить и другим способом. Сила, связывающая скопление в единое целое – это гравитация. Для каждого скопления галактик существует своя вторая космическая скорость. Величина скорости зависит от массы скопления: чем оно массивнее, тем быстрее должна двигаться галактика. Если скорость галактики превышает вторую космическую для данного скопления, галактика способна покинуть скопление. Расчеты, выполненные Ф. Цвикки, показали, что галактики в скоплениях движутся быстрее второй космической скорости и, следовательно, скопления с такими скоростями просто не могут существовать. Поскольку они все-таки существуют, значит, масса скопления больше той, которая видима и поэтому способна удержать галактики от разлета. Чтобы объяснить высокие скорости галактик, необходимо предположить, что в скоплениях имеется невидимое вещество, которое не проявляет себя в излучении, но вносит определяющий вклад в гравитационное поле скопления. Из расчетов следует, что темного вещества должно быть на порядок больше, чем видимого.

Проблема выяснения природы этого темного вещества с тех пор известна в астрофизике, как проблема скрытой массы, а само вещество называют темной материей.

В 70-е гг. выяснилось, что не только скопления галактик, но и сами галактики содержат скрытую массу. Сила тяготения, управляющая орбитальным движением звезд, как известно, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния, поэтому звезды на периферии диска, далеко от основной массы галактики, должны двигаться медленнее, чем звезды, близкие к ядру. Однако и далекие от центра звезды, и газовые облака имеют скорости значительно больше расчетных. Чтобы объяснить движение звезд на окраине нашей Галактики, необходимо предположить, что ее скрытая масса в пять–десять раз превосходит размеры и массу видимого диска. Предполагают, что роль темной материи в нашей Галактике выполняет протяженное темное гало, имеющее овальную форму и являющееся дополнительным источником гравитации.

Однако теоретические исследования темной материи, выполненные в 2003 г. учеными Калифорнийского университета, показали несколько другой результат. Американские исследователи произвели компьютерное моделирование движения частиц темного вещества на протяжении миллиардов лет. Теоретической основой таких расчетов является уравнение Эйнштейна, описывающее броуновское движение. Результаты моделирования свидетельствуют о том, что темная материя может оказаться не чем-то всепроникающим, а скапливаться в очень тяжелые (в миллионы раз более массивные, чем Солнце) сгущения, вращающиеся вокруг галактики. Если такие сгущения существуют, то их гравитационные поля должны отклонять свет более далеких объектов, например сверхновых.

Таким образом, на современном этапе астрофизики существование темной материи рассматривается как возможное; многочисленные наблюдательные данные свидетельствуют о гравитационном воздействии этой субстанции. Тогда возникает вопрос о физической природе темного вещества.

Первоначально предполагалось, что темное вещество состоит из астрофизических объектов, которые обладают массой, но при этом либо не излучают совсем, либо излучают настолько слабо, что почти не видны в современные телескопы. Такими объектами, например, могут быть коричневые и белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры, нейтрино. Однако результаты

расчетов показывают, что масса всех этих объектов слишком мала, чтобы восполнить темную материю.

Наиболее предпочтительной считается гипотеза о темном веществе, состоящем из пока неизвестных элементарных частиц, обладающих особыми свойствами. В частности, эти частицы почти не взаимодействуют с обычным веществом и поэтому не могут быть обнаружены. Эти вопросы обсуждаются на уровне теорий суперсимметрии и квантовой хромодинамики.

Теория суперсимметрии исходит из представлений о строении вещества, как о двух основных видах элементарных частиц – фермионах и бозонах. Материя состоит из фермионов (например, протонов и нейтронов), а бозоны (например, фотоны) обеспечивают перенос взаимодействия между ними. Но при очень высоких температурах разница между частицами материи и частицами-переносчиками стирается, и они начинают вести себя одинаково. Теория тождественности фермионов и бозонов при высоких температурах носит название теории суперсимметрии. Для экспериментальной проверки этой теории требуются очень большие энергии. Такие сверхвысокие энергии могли существовать в сценарии Большого взрыва и соответственно обеспечить рождение целого ряда супермассивных неизвестных частиц. Эти неизвестные частицы имеют свои особенности: образуют пары (суперпартнеры) с известными частицами (у каждого фермиона есть парный с ним бозон и наоборот) и очень слабо взаимодействуют с обычным веществом, значительно превосходя в этом отношении даже нейтрино. Эти слабо взаимодействующие массивные частицы получили название «вимпы», от английского WIMP – *weakly interacting massive particles*. Подобные частицы, оставшиеся после Большого взрыва, в своей совокупности могут оказывать ощутимое гравитационное влияние.

Наиболее вероятным претендентом на роль темного вещества считается самая легкая супермассивная частица нейтралино, масса которой превышает массу протона в сто раз. С ней и другими вимпами конкурирует другая невидимая частица – аксион – существование которой предсказывается современной физической теорией – квантовой хромодинамикой.

С учетом всех этих представлений можно полагать, что наша Галактика и другие звездные системы погружены в облака из

нейтралينو, аксионов и других невидимых частиц. Эти облака в далекую догалактическую эпоху послужили первичными флуктуациями плотности, на которые затем стягивалось обычное вещество, сформировавшее в дальнейшем звезды и все их скопления. Свойства таких флуктуаций должны отражаться в вариациях интенсивности реликтового излучения Вселенной.

В начале 2003 г. американскими учеными была представлена карта реликтового излучения Вселенной. Анализ пространственных вариаций интенсивности излучения показал, что только 4 % массы Вселенной приходится на обычное атомное вещество. На остальные 96 % она состоит из особой субстанции, в которой только 23 % занимает темная материя (возможно, это нейтралино, аксионы и др.), а оставшиеся 73 % не проявляют себя материей и получили название «темная энергия». Эта же субстанция уже с 1998 г. обсуждается, как антигравитирующий вакуум.

Антигравитирующий вакуум. В период создания теории гравитации (ОТО) А. Эйнштейном, Вселенная рассматривалась, как стационарная и бесконечная в пространстве и во времени. Но из теории гравитации следовало, что звезды должны взаимно притягиваться и, следовательно, со временем все вещество Вселенной должно стянуться в одну точку. Необходимо было решить проблему совмещения стационарности с тяготением. А. Эйнштейн выдвинул логически единственную гипотезу: во Вселенной действует отталкивающий фактор, уравновешивающий силы взаимного притяжения. Другими словами, допускалось существование антигравитации, действие которой проявляется в масштабах Вселенной, но незаметно в масштабах Солнечной системы и Галактики.

С учетом предполагаемых сил гравитационного отталкивания ускорение a , сообщаемое объекту с эквивалентной массой M , выражается соотношением: $a = -GM/R^2 + \Lambda c^2 R/3$, где Λ – космологическая постоянная, учитывающая интенсивность антигравитирующего отталкивания. В предположении, что силы притяжения и силы отталкивания в объеме Вселенной взаимно компенсируют друг друга, космологическая постоянная должна равняться: $L = 10^{-56} \text{ см}^{-2}$, и ее действие заметно только при очень больших расстояниях R между гравитирующими объектами.

В дальнейшем, полученные А. Фридманом нестационарные решения уравнений ОТО показали, что Вселенная не может находиться в равновесном состоянии и должна испытывать либо расширение, либо сжатие. Для такого решения гипотеза об антигравитирующем отталкивании необязательна, космологическая постоянная может равняться нулю. Затем Хаббл обобщает многочисленные наблюдательные данные, которые подтверждают расширение Вселенной, что окончательно привело к признанию нестационарного решения уравнений ОТО.

В тридцатые годы была предложена модель Вселенной Леметра, в которой космологическая постоянная $L > 0$. Из этой модели вытекают следующие положения. Антигравитация не сказывается в пределах расстояний порядка сотен миллионов световых лет на динамику расширения Вселенной. Но при расстояниях до галактик порядка миллиарда световых лет и более скорость удаления периферийных галактик должна возрасти по сравнению со «стандартной» скоростью расширения, вычисляемой на базе модели при $L = 0$, т. е. периферийные галактики должны двигаться с ускорением.

Таким образом, можно попытаться из наблюдений вынести заключение о справедливости той или иной модели. Например, определить истинное расстояние до далеких галактик и если оно совпадет с тем, которое предсказывает стандартная модель, то это будет означать, что антигравитационного вакуума не существует. В противном случае такие измерения дадут экспериментальное подтверждение антигравитации во Вселенной.

Ускорение Вселенной. В 1998 г. в астрофизике сделано открытие, которое имеет прямое отношение к проблеме антигравитирующего вакуума. Две независимые группы астрофизиков, одна – в Северном полушарии (США, руководитель Саул Перлмуттер), другая – в Южном (Австралия, руководитель Бриан Шмидт) опубликовали результаты своих многолетних исследований взрывающихся звезд, называемых сверхновыми.

Спектральные наблюдения сверхновых позволяют надежно определить расстояние до галактики, в которой вспыхнула эта звезда. Такое определение производится по следующей схеме.

Из спектральных наблюдений можно определить температуру звезды, скорость расширения оболочки сверхновой и затем

непосредственно – радиус фотосферы R_ϕ . Абсолютная светимость находится по формуле $L = 4\pi R_\phi^2 \sigma T^4$, а по известной светимости определяется абсолютная звездная величина M^* . Расстояние до галактики в мегапарсеках можно рассчитать по формуле (1.2).

По такой методике были изучены сверхновые, вспыхивающие в разных галактиках, и определены расстояния до галактик, в том числе и удаленных от нас на миллиарды световых лет. Одновременно были определены расстояния до галактик другим методом, а именно по красному смещению и закону Хаббла. Из двух способов определения расстояния, первый считается наиболее надежным, т. к. результат находится на основе прямых измерений. Второй способ опирается на допущение, что в процессе расширения Вселенной участвуют только два фактора – энергия разлетающихся частиц вещества и гравитационное взаимодействие, тормозящее разлет. Совпадение результатов двух методов определений расстояния до сверхновых подтвердило бы справедливость указанного допущения. Но результаты не совпали: расстояния, определенные по светимости звезд, превысили те, которые получились на основе измерений красного смещения галактик с наблюдаемыми вспышками сверхновых. Следовательно, периферийное расширение Вселенной не замедляется со временем, а ускоряется.

Это может означать, что процесс расширения управляется не двумя, а тремя факторами: кроме кинетической энергии разлета вещества и гравитационного его торможения действует еще фактор, способный в определенной степени нейтрализовать гравитацию. Его можно интерпретировать как существование поля той же природы, что и гравитационное, но не связанное ни с каким веществом или излучением. Такое свойство имеет вакуум, который, согласно современным физическим представлениям, не просто отсутствие чего бы то ни было, а образование с определенной плотностью энергии, являющееся самым низким из возможных энергетических состояний всех полей.

В этой изначальной энергии может быть скрыта и недостающая плотность вещества Вселенной так называемая темная энергия.

Природа темной материи и темной энергии – это проблемные вопросы современного этапа исследований фундаментальных свойств материи. Пути исследования темной материи – это возможная регистрация частиц, входящих в ее состав, в подземных низкофоновых экспериментах, прямое получение этих частиц и их партнеров в экспериментах на будущих ускорителях (коллайдерах), детектирование продуктов аннигиляции этих частиц. К этой проблеме причастны и сотрудники Байкальской нейтринной обсерватории, ведущие поиск нейтрино высоких энергий, образующихся при аннигиляции частиц темной материи.

Проблема сингулярности. Главный вопрос космологии проблема сингулярности. В рамках ОТО – классической эйнштейновской теории гравитации – появление сингулярности считается неизбежным. Но это ещё не является решающим свидетельством в пользу существования истинной сингулярности с бесконечной плотностью: появление сингулярности является указанием на ограниченность теории. Устранить её можно при обобщении ОТО на классическом уровне, или ещё одна возможность связана с тем, что применимость ОТО ограничена квантовыми эффектами и эти ограничения характеризуются величинами – фундаментальной длиной $1,6 \cdot 10^{-33}$ см, временными интервалами 10^{-43} с и плотностью вещества $5 \cdot 10^{93}$ г/см³.

За пределами этих величин ОТО неприменима в силу необходимости учитывать квантовые эффекты. Дело в том, что ОТО представляет собой классическую теорию, но с учётом квантовой теории поля, истинная теория гравитационного поля должна быть квантовой. Обычно эти квантовые эффекты в астрофизике крайне малы, как и для большинства макроскопических задач, но именно вблизи сингулярности роль квантовых эффектов сильно возрастает. Допустим, что существует фундаментальная длина l_f . Тогда представляется почти несомненным, что классическая ОТО перестаёт работать для масштабов порядка или меньших l_f . Возможно, что роль такой фундаментальной длины играет гравитационная длина. Из гравитационной постоянной G с размерностью см³/(г · с²), скорости света c и квантовой постоянной h можно образовать длину: $l_g \sim \sqrt{Gh/c^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-33}$ см. Этой длине соответствует время $t_g \sim l_g / c \approx 0,5 \cdot 10^{-43}$ с и плотность $\rho_g \sim c^5/hG^2 \approx 5 \cdot 10^{93}$ г/см³, где $h \sim 10^{-27}$ эрг · с. Различные сообра-

жения и оценки свидетельствуют о том, что с учётом квантовых эффектов даже в отсутствии какой-то фундаментальной длины $l_f \leq l_g$ плотность ρ по порядку величины не может превышать $\rho_g \sim 10^{94}$ г/см³. При этом вблизи сингулярности должно происходить бурное рождение пар различных частиц. Отсюда следует, что классические сингулярные решения ОТО нельзя экстраполировать в область плотностей больших ρ_g и, вообще говоря, к самой сингулярности. Но последовательная квантовая теория гравитации, не говоря уже о квантовой космологии, ещё не создана. Поэтому нельзя с полной уверенностью указать предел классического описания.

Так или иначе, основные усилия сейчас направлены на квантование ОТО и создание квантовой космологии, которая позволила бы устранить сингулярность и создать разумную космологическую модель без сингулярности.

Гравитационные линзы. Экспериментальная проверка ОТО была предложена ещё А. Эйнштейном. При этом он указывал на три эффекта: отклонение световых лучей при прохождении вблизи массивного тела; вращение перигелиев планет; гравитационное смещение длин волн электромагнитного излучения. Все эти эффекты весьма малы, но, тем не менее, уже, по крайней мере, в 1919 г. впервые удалось измерить предсказанное этой теорией отклонение световых лучей в гравитационном поле Солнца. Однако достигнутая точность не так уж велика, причём по хорошо известной причине: в пределах Солнечной системы сравнительно слабое гравитационное поле.

К числу интересных эффектов ОТО, которые могут наблюдаться уже в слабых гравитационных полях, относится линзоподобное действие масс (звёзд, галактик) на проходящие вблизи них электромагнитные волны. Расчёт такой гравитационной линзы был опубликован Эйнштейном в 1936 г., а в 1979 г. было высказано предположение, что двойной квазар 0957+561 представляет собой на самом деле два изображения одного квазара, и роль гравитационной линзы играет находящаяся примерно на половине пути между квазаром и нами эллиптическая галактика. За последующие десятилетия обнаружено множество гравитационных линз. Из сопоставления статистических данных о количестве и типах галактик с числом обнаруженных гравитационных

линз, было также сделано заключение о присутствии во Вселенной темной материи.

С точки зрения проверки ОТО в сильных гравитационных полях некоторый интерес представляют нейтронные звёзды и черные дыры. На их поверхности гравитационное поле в десятки тысяч раз сильнее, чем в пределах Солнечной системы. Уже само их обнаружение явилось бы качественным подтверждением справедливости ОТО в сильных полях. Существование черных дыр можно было бы считать доказанным, если бы из наблюдений удалось показать, что радиус массивного тела равен его гравитационному радиусу. Современные оценки верхних пределов для характерных размеров компактных объектов примерно на порядок больше, чем величины их гравитационных радиусов. Количественные измерения вблизи черных дыр могут послужить детальной проверкой ОТО в сильных полях.

Голубые карлики. Заключительная стадия эволюции звезд с массой Солнца – образование белого карлика: компактного объекта с плотностью вещества $\rho \approx 10^6$ г/см³. Медленно остывая, белые карлики постепенно излучают запасенную в их недрах тепловую энергию. У наиболее горячих белых карликов эффективная температура достигает $7 \cdot 10^4$ К, но известны и более холодные объекты с температурой вплоть до 5 000 К. Предполагается, что карлики остывшие до критической температуры 4200° по Цельсию, начинают излучать голубоватое свечение. Причиной этого являются молекулы водорода, которые в белых карликах находятся под огромным давлением. Эти молекулы водорода поглощают инфракрасные лучи, а излучают в синей части спектра.

Первый голубоватый карлик был обнаружен в 1997 г. Вскоре после этого были открыты в гало Млечного Пути еще три голубых карлика. К настоящему времени обнаружено 38 остывающих карликов. Согласно теории эволюции, возраст белых карликов оценивается примерно в 10 млрд. лет. Это самые старые звезды Галактики. Изучение угасающих голубых карликов может помочь в получении информации о космических событиях, происходивших 10–13 млрд. лет назад. Поиски этих объектов продолжаются в современных обсерваториях с применением самых совершенных технических средств.

Библиографический список

1. *Бочкарев Н. Г.* Магнитные поля в космосе / Н. Г. Бочкарев. – М. : Наука, 1985.
2. *Гершберг Р. Е.* Активность солнечного типа звезд главной последовательности / Р. Е. Гершберг. – Одесса : Астропринт, 2002.
3. *Гинзбург В. Л.* О физике и астрофизике / В. Л. Гинзбург. – М. : Бюро «Квантум», 1995.
4. *Горбацкий В. Г.* Введение в физику галактик и скоплений галактик / В. Г. Горбацкий. – М. : Физматгиз, 1986.
5. *Гуревич Л. Э.* Происхождение галактик и звезд / Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин. – М. : Наука, 1987.
6. *Засов А. В.* Физика галактик / А. В. Засов. – М. : Изд-во МГУ, 1993.
7. *Засов А. В.* Общая астрофизика / А. В. Засов, К. А. Постнов. – Фрязино : Век 2, 2006.
8. *Физические основы строения и эволюции звезд / Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура.* – М. : МГУ, 1982.
9. *Зельдович Я. Б.* Строение и эволюция Вселенной / Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. – М. : Наука, 1975.
10. *Иванов В. В.* Парадоксальная Вселенная. 175 задач по астрономии / В. В. Иванов, А. В. Кривов, П. А. Денисенков. – СПб. : Изд. СПбГУ, 1997.
11. *Каплан С. Л.* Физика межзвездной среды / С. Л. Каплан, С. Б. Пикельнер. – М. : Наука, 1979.
12. *Кононович Э. В.* Общий курс астрономии / Э. В. Кононович, В. И. Мороз. – М. : УРСС, 2001.
13. *Кландор-Клайнгротхаус Г. В.* Неускорительная физика элементарных частиц / Г. В. Кландор-Клайнгротхаус, А. Штаудт. – М. : Наука, 1997.

14. *Ландау Л. Д.* Собрание трудов. Т. 1 / Л. Д. Ландау. – М. : Наука, 1969.
15. *Липунов В. М.* Астрофизика нейтронных звезд / В. М. Липунов. – М. : Наука, 1987.
16. *Марочник Л. С.* Галактика / Л. С. Марочник, А. А. Сучков. – М. : Наука, 1984.
17. *Мартынов Д. Я.* Курс общей астрофизики / Д. Я. Мартынов. – М. : Наука, 1988.
18. *Мартынов Д. Я.* Сборник задач по астрофизике / Д. Я. Мартынов, В. М. Липунов. – М. : Наука, 1986.
19. *Новиков И. Д.* Как взорвалась Вселенная / И. Д. Новиков. – М. : Наука, 1988.
20. *Соболев В. В.* Курс теоретической астрофизики / В. В. Соболев. – М. : Наука, 1987.
21. *Сотникова Р. Т.* Основы звездной эволюции и космологии / Р. Т. Сотникова, Д. Ю. Климушкин. – Иркутск : Иркут. ун-т, 1998.
22. *Сурдин В. Г.* Рождение звезд / В. Г. Сурдин. – М. : УРСС, 2001.
23. Физика космоса : маленькая энциклопедия / ред. Р. А. Сюняев. – М. : Сов. энциклопедия, 1986.
24. *Черепашук А. М.* Горизонты Вселенной / А. М. Черепашук, А. Д. Чернин. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2005.
25. *Черепашук А. М.* Черные дыры в ядрах галактик / А. М. Черепашук // Соросовский образовательный журнал. – 2000. – № 6.
26. *Шварцшильд М.* Строение и эволюция звезд / М. Шварцшильд. – М. : Изд-во иностр. лит., 1961.
27. *Шкловский И. С.* Звезды: их рождение, жизнь, смерть / И. С. Шкловский. – М. : Наука, 1984.
28. *Шкловский И. С.* Проблемы современной астрофизики / И. С. Шкловский. – М. : Наука, 1988.

Учебно-методическое обеспечение курса

Часть I. ИЗБРАННЫЕ ЗАДАЧИ

Рассчитаны на знание материала одного–двух параграфов курса и рекомендуются для самоконтроля базовых понятий, необходимых для дальнейшего решения задач части II.

§ 1. Общие сведения о звездах

1. Мы видим звезды до 6^m . (Люди с острым зрением видят и менее яркие звезды 7^m). Сколько звезд 6^m могут заменить по яркости одну Венеру?

2. Оцените абсолютную звездную величину Солнца (M_C), зная только, что видимая звездная величина Солнца $m_C = -26,8$.

3. В 1987 г. зафиксирована вспышка сверхновой звезды в галактике Большое Магелланово облако, расстояние от Земли до которого 55 кпк. В каком году на самом деле произошла эта вспышка? Оцените абсолютную звездную величину этой сверхновой, если в максимуме блеска она имела видимую звездную величину около 3^m . С каким небесным объектом можно сопоставить ее яркость?

4. Крабовидная туманность расширяется со скоростью около 1000 км/с. Через какое время ее размер возрастет на 10 %, если расстояние до нее равно 2 кпк, а угловой диаметр, видимый с Земли, составляет примерно 5 угловых минут?

5. Можно ли с помощью фотометра, установленного на телескопе, наблюдать звезды 12^m , если от звезды 7^m такого же спектрального класса регистрируется 4000 квантов в секунду, а уровень шума фотометра составляет 100 квантов в секунду.

6. Пять средних звезд ковша Большой Медведицы принадлежат к одному рассеянному скоплению. Оцените расстояние до этого скопления (в световых годах). Для получения некоторых исходных дан-

ных надо вспомнить ночное небо и Большую Медведицу, средние звезды которой имеют белый цвет и видимую звездную величину 2^m .

(Для решения можно использовать диаграмму Герцшпрунга–Рессела.)

7. С какой скоростью нужно приближаться к светофору, чтобы красный свет показался зеленым?

Справка: Длина волны красного света $\sim 0,6\text{--}0,7$ мкм

Длина волны зеленого света $\sim 0,48$ мкм.

8. Сколько фотонов падает за 1 с на зеркало самого большого в мире телескопа Кека от звезды Веги, видимая звездная величина которой равна $+0,^m1$ и от звезды 30^m ? Зеркало телескопа имеет диаметр 10 м.

Указание: поток от источника нулевой звездной величины составляет примерно 10^6 фотонов/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

§ 2. Мир галактик и его свойства

1. Некоторая галактика наблюдается как диск с угловым размером около $0,5'$, а красное доплеровское смещение в спектрах этой галактики составляет 2 %. Сравните эту галактику с нашей по размерам. Постоянную Хаббла считать равной $H = 75$ км /с Мпк. Размер нашей Галактики принять 30 кпк.

2. Угловой размер эллиптической галактики $d = 3'$, а линия поглощения водорода H_β в ее спектре имеет длину волны $\lambda = 4866 \text{ \AA}$ и ширину $\sigma = 3 \text{ \AA}$ (расширение спектральных линий обусловлено вращением галактики). Оцените массу галактики. Лабораторная длина волны линии H_β равна $\lambda_0 = 4861 \text{ \AA}$.

3. В двойной системе, состоящей из двух одинаковых звезд солнечной массы ($2 \cdot 10^{30}$ кг), линии H_α (6563 \AA) периодически раздваиваются, и их компоненты расходятся на $1,3 \text{ \AA}$. Найдите линейное расстояние между звездами, если луч зрения лежит в плоскости орбиты.

4. В 1970 г. в спиральной галактике *M 101* вспыхнула сверхновая звезда. В течение 60 дней после взрыва ее оболочка расширялась со средней скоростью $v = 4600$ км/с, излучая как абсолютно черное тело с температурой $T = 6000$ К. При этом звездная величина сверх-

новой составляла примерно 12^m . По этим данным найдите расстояние до галактики. Метод определения расстояний, изучаемый в этой задаче, носит название метода расширяющихся фотосфер.

§ 5. Процессы переноса излучения внутри звезды

По заданной интенсивности I_ν можно определить другие величины, характеризующие поле излучения. Три первых её момента:

$$\text{плотность энергии излучения } E = \frac{1}{c} \int I_\nu \cos^0 \theta d\omega,$$

$$\text{поток излучения } H = \int I \cos \theta d\omega,$$

$$\text{лучистое давление } P = \frac{1}{c} \int I \cos^2 \theta d\omega.$$

Для первых двух моментов можно получить дифференциальные уравнения, образуя их из основного уравнения переноса:

$$\frac{dI}{dr} \cos \theta - \frac{dI}{d\theta} \frac{\sin \theta}{r} + I \chi \rho - \frac{1}{4\pi} j \rho = 0,$$

т. е. умножая его на соответствующие степени $\cos \theta$ и интегрируя по всем направлениям.

Задание 1. Умножив уравнение переноса на $\cos^0 \theta$ и решив его, получить дифференциальное уравнение для потока излучения:

$$\frac{dH}{dr} + \frac{2}{r} H + c \chi \rho E - j \rho = 0.$$

Задание 2. Умножив уравнение переноса на $\cos^2 \theta$ и решив его, получить дифференциальное уравнение для давления излучения:

$$\frac{dP}{dr} + \frac{1}{r} (3P - E) + \frac{\chi \rho}{c} H = 0.$$

§ 8. Общие сведения о Солнце

1. Что называется солнечным ветром, как образуется этот ветер, как он действует на планеты и как далеко «дует» в солнечной системе?

2. Солнечный ветер состоит из протонов, летящих со скоростью 300 км/с и заполняющих в районе земной орбиты межпланетное пространство в количестве 10 частиц на 1 см^3 . Определить, с какой силой

дует этот ветер на Луну. Масса Луны $m_{л} = 1,6 \cdot 10^{24}$ г, а ее радиус $R_{л} = 1737$ км.

3. Из короны Солнца в межпланетное пространство постоянно идет поток протонов (солнечный ветер), средняя плотность которого вблизи орбиты Земли составляет 10^{12} протон/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$). Вычислить, на какую долю (в процентах) уменьшается масса Солнца за один год. Считать, что испускание протонов происходит равномерно по всем направлениям от Солнца.

4. Почему солнечный диск виден нам у краев темнее, чем около центра?

§ 17. Эволюция звезд

1. А. Каким станет радиус Солнца, если оно превратится в нейтронную звезду? Масса Солнца $M_{с} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг.

Б. Изменятся ли при этом скорость и период вращения Солнца? Современный радиус Солнца $R_{с} = 7 \cdot 10^5$ км, а средняя плотность его вещества $\rho_{с} = 1,4$ г/см³. Плотность нейтронной звезды $\rho = 2 \cdot 10^{14}$ г/см³.

В. Возможна ли стадия нейтронной звезды в эволюции Солнца?

Г. Какие из реально существующих объектов могут претендовать на роль нейтронных звезд? Почему?

2. Максимум энергии в спектре Солнца приходится на диапазон длин волн вблизи 470 нм. Считая Солнце абсолютно черным телом, рассчитайте, на сколько уменьшается ежегодно масса Солнца за счет излучения. Через сколько лет масса Солнца уменьшится на 10 %? Масса Солнца $M_{с} \approx 2 \cdot 10^{30}$ кг. Диаметр Солнца $1,4 \cdot 10^9$ м. Постоянная Вина $b = 2,898 \cdot 10^{-3}$ м · К.

Постоянная Стефана–Больцмана $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м · К). Один год содержит примерно $3,16 \cdot 10^7$ с.

Часть II. ЗАДАЧИ ПО ВСЕМ РАЗДЕЛАМ КУРСА

Скорость света

1. Пульсар в Крабовидной туманности, находящейся от нас на расстоянии $r = 2$ кпк, вращается с периодом $\nu = 30$ об./мин. С какой скоростью луч пульсара скользит по Земле?

2. Наблюдения в радиодиапазоне часто фиксируют выбросы вещества из ядер галактик и квазаров. Видимая скорость выброшенного вещества v определяется как произведение угловой скорости движения выброса по небесной сфере на расстояние до Галактики. Во многих случаях эта скорость оказывалась в несколько раз большей скорости света c , что противоречит теории относительности. Парадокс разрешается следующим образом: выброс происходит с досветовой, хотя и очень большой скоростью u под очень малым углом α к лучу зрения. Найдите кажущуюся скорость движения выброса v . При каком условии эта скорость больше скорости света c ?

3. К настоящему времени найдено несколько планет, обращающихся вокруг миллисекундных пульсаров – нейтронных звезд, вращающихся вокруг оси с периодом в миллисекунды. При этом использовался следующий метод. Пусть средний период между импульсами приходящего от пульсара излучения равен P , меняясь на величину ΔP из-за периодического движения пульсара вокруг общего с планетой центра масс. Период изменения времени прихода импульсов T . Зная величины T , P и ΔP , а также массу звезды M , считая орбиту круговой и луч зрения, лежащим в плоскости орбиты пульсара, найдите массу планеты.

Звездные величины

4. Человек загорает в полдень в Иркутске (географическая широта примерно $52,5^\circ$) во время летнего солнцестояния. Сколько энергии он получает от Солнца за час?

5. Сколько времени нужно затратить, чтобы нагреть на один градус один грамм воды с помощью энергии от звезды нулевой величины, если использовать для собирания света 10-метровое зеркало крупнейшего в мире телескопа «Кек»? Удельная теплоемкость воды равна $4,18$ Дж/г К.

6. Самый крупный из телескопов Галилея имел объектив диаметром 5 см. Самый крупный современный телескоп «Кек» (названный в честь мецената, финансировавшего его строительства) имеет зеркало диаметром 10 м. Во сколько раз более слабые звезды можно наблюдать с помощью второго из них, во сколько раз больший объем пространства доступен второму по сравнению с первым? Во сколько раз большее число звезд можно наблюдать с помощью «Кека» по сравнению с телескопом Галилеем?

7. Чему равна светимость человека?

Солнце

8. Какую массу ежесекундно теряет Солнце за счет излучения?

9. Солнце обращается вокруг центра Галактики по круговой орбите радиусом $r = 25 \cdot 10^3$ св. лет со скоростью $v = 220$ км/с. Определите значение массы Галактики внутри солнечной орбиты M_G , приняв массу Солнца за единицу.

10. Солнечное пятно светит примерно в 10 раз слабее окружающей фотосферы. Чему равна температура пятна?

11. Масса протона составляет $1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг, масса ядра гелия $6,6465 \cdot 10^{-27}$ кг. А. Сколько термоядерных реакций синтеза гелия происходит в Солнце за секунду? Б. За какое время на Солнце полностью выгорит водород (массу и светимость Солнца считать известными)?

12. Зависимость между массой и светимостью звезд выражается формулой $L \propto M^4$. Во сколько раз звезда с массой две массы Солнца быстрее Солнца исчерпает свое водородное горючее?

Магнитные поля

13. Наибольшими магнитными полями во Вселенной, насколько нам известно к настоящему времени, обладают магнитары (разновидность нейтронных звезд): индукция B более 10^{10} Тл! Если бы на Земле оказался 1 см^3 пустоты, заполненный таким полем, смогли бы Вы поднять его хотя бы двумя руками? Плотность энергии магнитного

поля определяется по формуле $w = B^2/2\mu_0$, где магнитная постоянная $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$ Тл²м³/Дж.

Звезды

14. Для того чтобы газовое облако могло сжиматься под действием собственной тяжести, превращаясь в звезду, его собственная гравитационная энергия должна превышать его тепловую энергию. С помощью оптических телескопов можно наблюдать газовые туманности, наподобие Большой Туманности Ориона, где температура газа достигает $T = 8000$ К и концентрация составляет $n = 0,25$ см⁻³. С помощью радиотелескопов были открыты гигантские молекулярные облака (ГМО) с температурой $T = 10$ К и концентрацией $n \sim 1000$ см⁻³. Которые из этих облаков могут породить звезды? Считать, что межзвездный газ в основном состоит из водорода.

Звезды (эволюция)

15. Согласно существующим в настоящее время представлениям, в центрах многих галактик и квазаров находятся сверхмассивные черные дыры, падение вещества на которые (так называемая аккреция) сопровождается огромным выделением огромного количества энергии. Одна из моделей аккреции заключается в следующем: звезда подходит на небольшое расстояние до черной дыры, она разрывается приливным воздействием дыры, падение вещества на дыру приводит к выделению энергии. Определите максимальную массу черной дыры M_{\max} , способной разорвать звезду массы m и радиуса R . Радиус черной дыры (гравитационный радиус) равен $R_g = 2\gamma M/c^2$.

16. В конце прошлого века была обнаружена звезда (каталожный номер S2), обращающаяся вблизи самого центра нашей Галактики. Её орбита, построенная в 2002 г., имеет следующие параметры: период обращения $T = 15,2$ года, расстояние в перицентре $r_p = 17$ св. часов, эксцентриситет $e = 0,87$. По этим данным найдите массу тела, вокруг которого обращается звезда S2. Предполагается, что это тело является сверхмассивной черной дырой. Вычислите, во сколько раз расстояние в перицентре превосходит гравитационный радиус.

Звездные системы, галактики, Вселенная

17. В 1998 г. было изучено скопление красных гигантов недалеко от центра Галактики. Средняя звездная величина этих звезд $m = 14,34^m$. По данным астрометрического спутника Hipparcos, абсолютная величина звезд с теми же характеристиками составляет $M = -0,28^m$. Найдите расстояние до этого скопления (которое примерно равно расстоянию до центра Галактики).

18. В 1922 г. эстонский астроном Эрнст Эпик разработал способ определения расстояния до Туманности Андромеды (M31), базируясь на том, что скорость вращения этой галактики на расстоянии $150''$ от центра составляет 150 км/с, видимая звездная величина в пределах этого расстояния равна $6,1^m$. Он принимал отношение массы к светимости в M31 таким же, как в окрестностях Солнца, т. е. $0,38$ (здесь масса и светимость Солнца приняты за единицу). Звездную величину Солнца он принимал равной $-26,6$. Какой результат должен был получить Эпик?

19. Возраст Галактики по порядку величины составляет 10 млрд. лет, ее светимость $L \sim 10^{37}$ Вт, суммарная масса звезд $M \sim 4 \cdot 10^{41}$ кг. Зная, что в одной термоядерной реакции синтеза гелия вырабатывается примерно $\epsilon = 2,5 \cdot 10^{-12}$ Дж и светимость Солнца $L = 3,9 \cdot 10^{26}$ Вт, найдите, какая доля массы Галактики η за время ее существования успела превратиться в гелий. Объясняют ли термоядерные реакции в звездах процентное содержание гелия в Галактике (примерно 25 % по массе)?

20. Чему равна полная масса вещества, видимая невооруженным глазом в созвездии Андромеды?

21. Скопление галактик в созвездии Волосы Вероники находится на расстоянии $r = 140$ Мпк от нас, его угловой диаметр составляет примерно $\theta = 100'$, средняя скорость движения галактик относительно центра скопления $v = 2 \cdot 10^3$ км/с. Оцените по порядку величины диаметр D и массу скопления M .

22. Во многих скоплениях галактик наблюдается газ (в основном ионизированный водород), нагретый до температур порядка

$T \sim 10^8$ К. Зная характерный радиус скоплений $R = 4$ Мпк, найдите массу скопления, которая может удерживать газ в равновесии.

23. Недалеко от гигантской эллиптической галактики М87 (она же радиогалактика Дева-А) наблюдается спутник, эллиптическая галактика NGC 4486В. Эта галактика имеет резкий край, что свидетельствует о том, что ее размер определяется приливным взаимодействием с М87. Из независимых данных (по сравнению с другими галактиками) была известна масса NGC 4486В: $m = 2 \cdot 10^9$ масс Солнца. Найдите массу М87, если расстояние между галактиками составляет $r = 33$ кпк, радиус NGC 4486В примерно равен $R = 2$.

24. Какое полное количество излучения содержится в доступной для наблюдения части Вселенной, если среднее расстояние между галактиками составляет $r = 10$ млн. св. лет, возраст Вселенной $T \approx 10^{10}$ лет. Скорость света равна $c = 300\,000$ км/с, светимость Солнца (типичной звезды) $L = 4 \cdot 10^{26}$ Дж/с, количество звезд в типичной галактике $N_0 \approx 10$ млрд.

Красное смещение

25. Диаграммой Хаббла называется зависимость между видимой звездной величиной m и логарифмом красного смещения lgz галактики или другого внегалактического объекта. Докажите, что при наблюдении объектов с одинаковой светимостью эта зависимость должна быть линейной, и вычислите угловой коэффициент прямой.

26. В настоящее время единственной галактикой, которую мы можем видеть невооруженным глазом (за исключением Магеллановых облаков – спутников нашей Галактики), является Туманность Андромеды (М31). Сколько галактик невооруженным глазом могут видеть во всем подобные нам обитатели галактики с красным смещением $z = 1$ в тот момент, когда она испустила свет, принимаемый нами сегодня? Эта галактика не входит в состав крупного скопления.

27. Самые далекие галактики, наблюдаемые в настоящее время, имеют красное смещение около 6. А при каких красных смещениях галактики заведомо не могут быть наблюдаемы? В среднем современное расстояние между галактиками в 30 раз больше их размера.

Часть III. ПРАКТИЧЕСКИЕ РАБОТЫ

1. Диаграмма «Спектр–светимость»

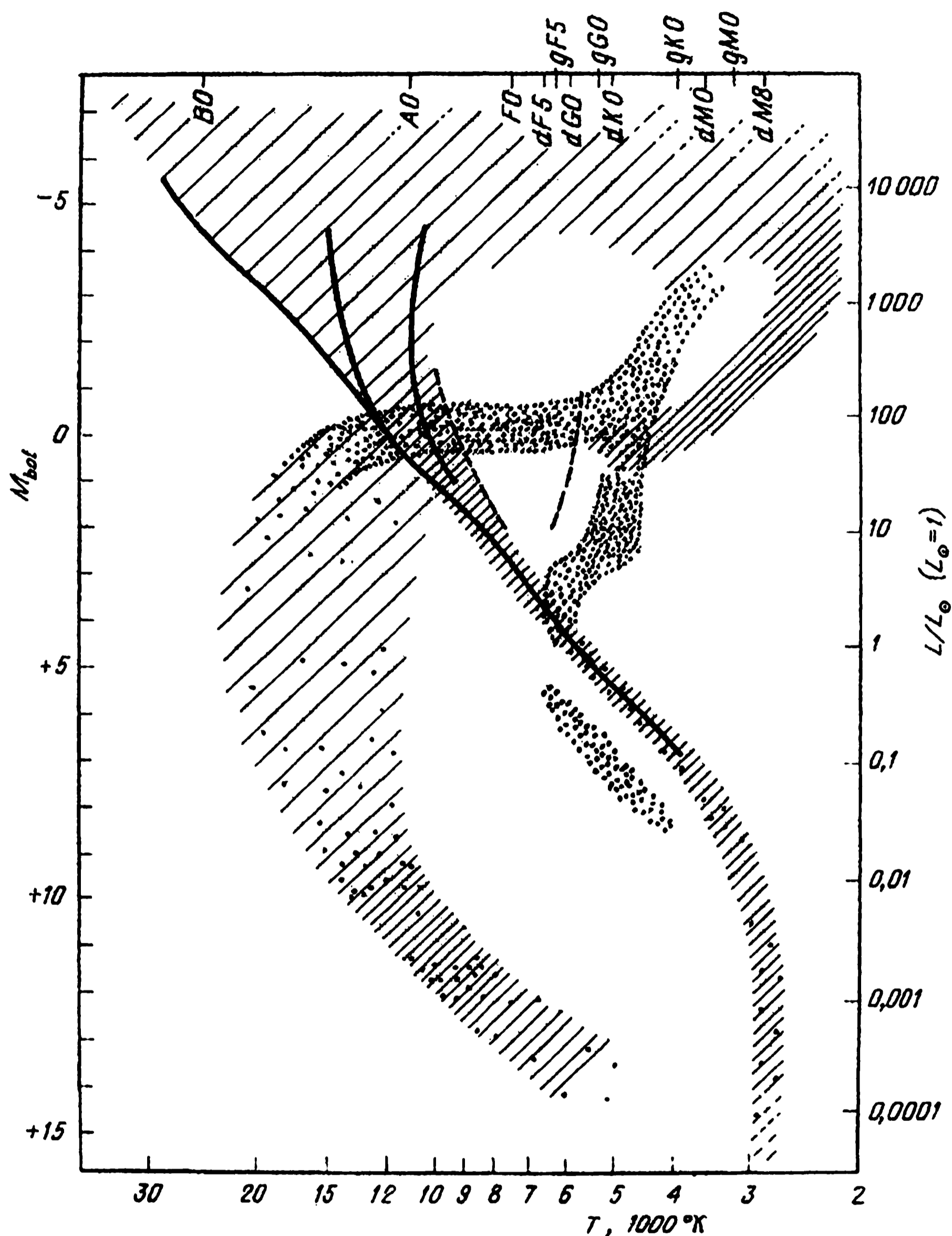


Рис. 1. Диаграмма «Спектр–светимость»

В табл. 1 приведены данные звезд, находящихся на разных стадиях эволюции.

1. Заполните таблицу недостающими данными:

1.1. Запишите необходимые рабочие формулы.

1.2. Вычислите массу $M_{зв}$ и светимость $L_{зв}$ и запишите в таблицу.

2. Нанесите положение каждой звезды на диаграмму «Спектр–светимость» (рис. 1), используя порядковый номер, соответствующий конкретной звезде.

3. На диаграмму нанесите положение Солнца.

Таблица 1

№	Звезда	m	Спектр. класс	r (св.г)	r (пк)	M	L _{зв} (L _с = 1)
1	Сириус А	-1,46	A1	8,67			
2	Сириус В	8,67	A5	8,67			
3	Крюгер 60	9,85	M3	12,877			
4	Арктур	-0,06	K	36			
5	Бетельгейзе	0,92	M2	652			
6	Солнце						

2. Вращение Солнца

Серия фотографий фотосферы Солнца получена в период, когда Земля пересекала плоскость солнечного экватора. На солнечном диске различимы солнечные пятна, точки севера и востока гелиографических координат; приведены даты и моменты (доли суток) наблюдений Солнца. Определите синодический и звездный периоды вращения Солнца.

3. Солнечное затмение

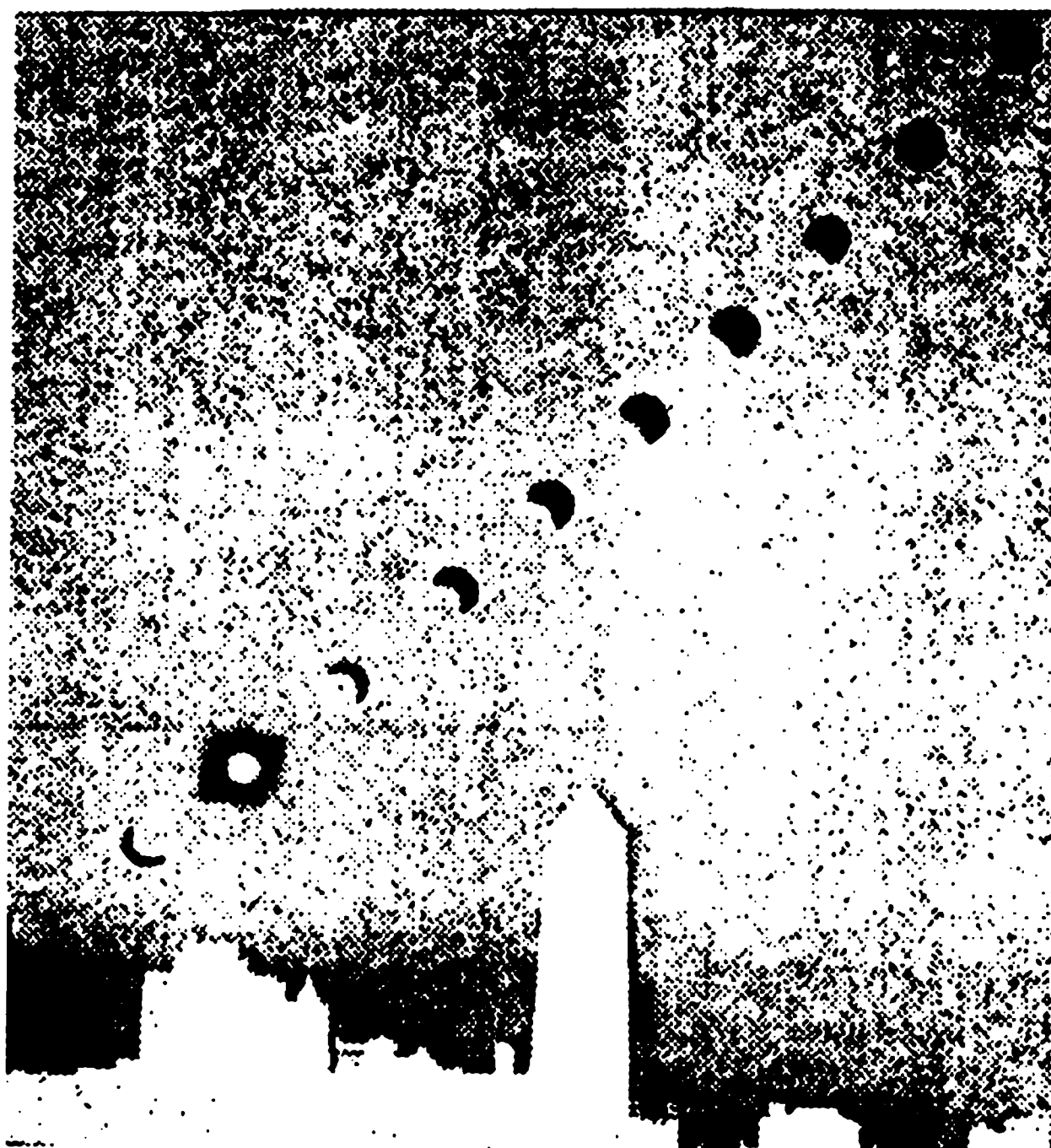


Рис. 2. Солнечное затмение

Вам выдана увеличенная копия кадра (негатив) размером 24 на 36 мм, полученного во время солнечного затмения 30 июня 1954 г. (рис. 2). Первый снимок на кадре показывает частную фазу, третий снимок соответствует полному затмению – диск Солнца полностью закрыт темным диском Луны, Солнце окружено короной. Остальные снимки демонстрируют частные фазы, которые наблюдаются после полного затмения. Определите по снимку:

- 1) продолжительность затмения,
- 2) фокусное расстояние объектива фотоаппарата, с которым был получен снимок.

4. Обработка наблюдений солнечных пятен

Наблюдения Солнца показывают, что число солнечных пятен меняется со временем. В качестве меры степени солнечной активности используют так называемые числа Вольфа, пропорциональные сумме общего числа пятен f и удвоенному числу их групп g :

$$W = k(f + 10g).$$

Вы имеете таблицу 2 среднегодовых значений g и f за 29 лет.

Определите число Вольфа для каждого года и занесите его в таблицу. Постройте график изменения чисел Вольфа по годам, начиная с 1978 г. Выполните анализ графика и сформулируйте закономерность изменения чисел Вольфа. Можно ли спрогнозировать ход графика на 2007–2008 гг.?

Таблица 2

№	Год	g	f	W	№	Год	g	f	W	№	Год	g	f	W
1	1978	8	13	93	11	1988	8	20		21	1998	3	15	
2	1979	10	55		12	1989	11	47		22	1999	6	17	
3	1980	10	54		13	1990	10	42		23	2000	10	15	
4	1981	9	50		14	1991	11	36		24	2001	9	17	
5	1982	8	36		15	1992	7	25		25	2002	10	12	
6	1983	4	27		16	1993	4	15		26	2003	7	10	
7	1984	3	16		17	1994	2	10		27	2004	4	12	
8	1985	1	8		18	1995	1	8		28	2005	3	5	
9	1986	1	4		19	1996	1	2		29	2006	2	3	
10	1987	2	9		20	1997	1	3						

5. Звезды

В таблице 3 представлены данные наблюдений необычной звезды: ее видимая звездная величина m изменялась в течение всего цикла наблюдений. Постройте график изменений видимой звездной величины (m), определите и запишите два параметра этих изменений. К какому типу звезд относится данная звезда.

Таблица 3

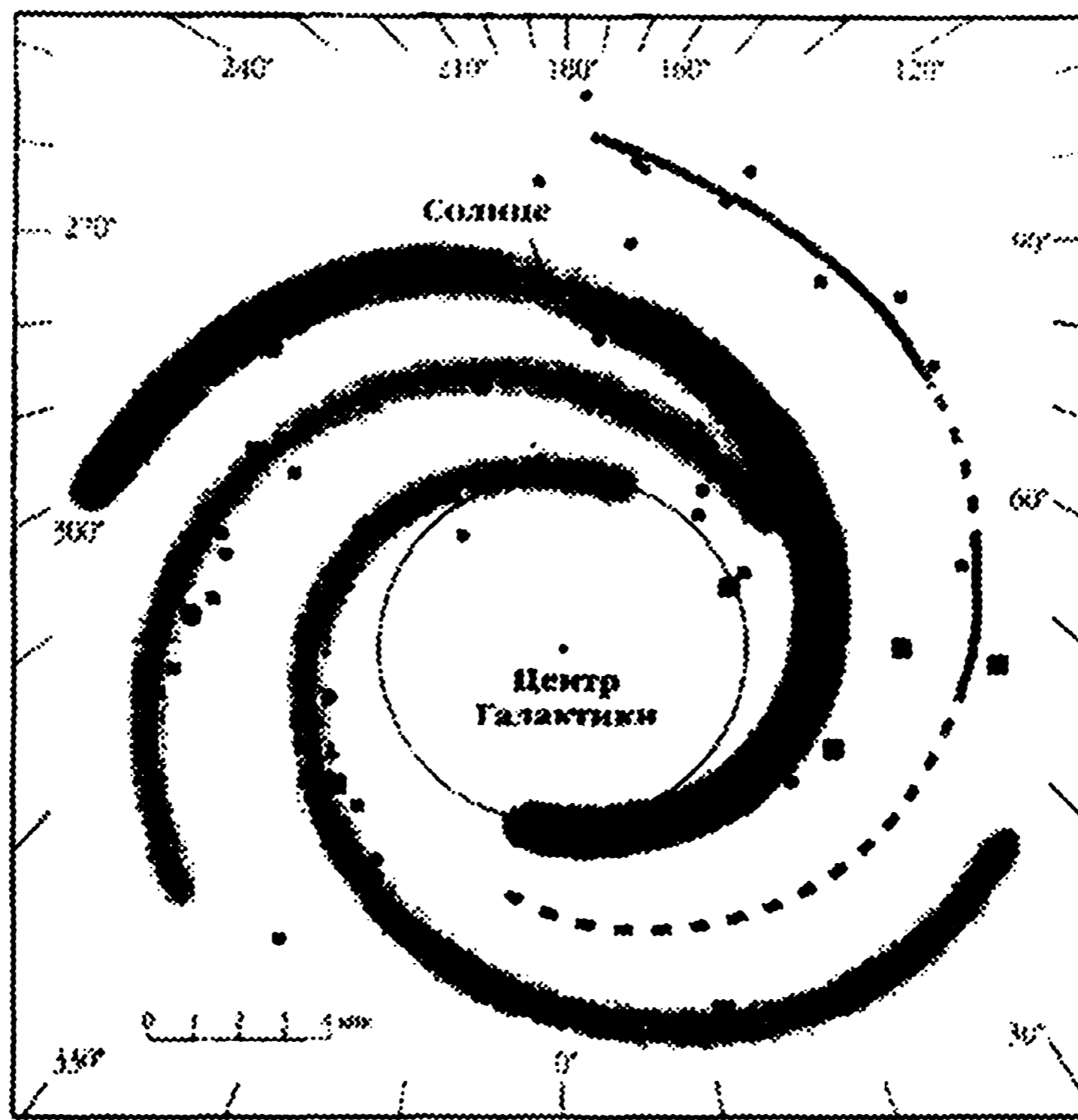
Сутки	m	Сутки	m	Сутки	m	Сутки	m
1	6,63	11	6,57	21	6,27	31	6,81
2	6,64	12	6,57	22	6,31	32	6,71
3	6,61	13	6,58	23	6,31	33	6,68
4	6,57	14	6,63	24	6,36	34	6,64
5	6,53	15	6,71	25	6,40	35	6,30
6	6,31	16	6,73	26	6,49	36	6,24
7	6,27	17	6,77	27	6,57	37	6,20
8	6,39	18	6,77	28	6,64	38	6,33
9	6,51	19	6,57	29	6,75	39	6,33
10	6,51	20	6,31	30	6,80	40	6,64

6. Наша Галактика

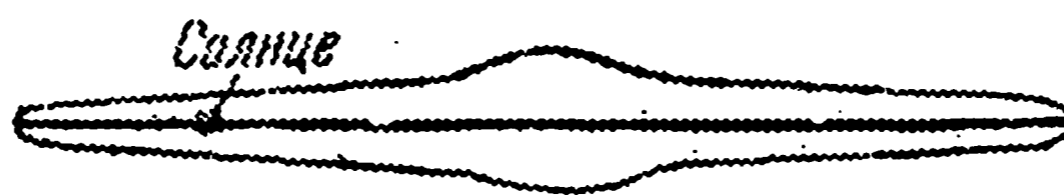
На рис. 3 представлены два «портрета» нашей звездной системы – Галактики: схема ее спиральной структуры и рисунок с видом Галактики, при наблюдении ее «в профиль». На рис. 4 показан график изменения угловой скорости вращения ω нашей Галактики по мере удаления от ее центра. Например, на расстоянии 4 кпк от центра $\omega = 0,011$ в год; на расстоянии 10 кпк $\omega = 0,0047$ в год.

Определите:

1. Период вращения Солнца вокруг центра Галактики; его называют галактическим годом.
2. Рассчитайте, какое линейное расстояние пролетает Солнце за секунду.
3. Оцените массу Галактики, выразив ее в массах Солнца. (Сколько звезд типа Солнца содержит масса Галактики?)
4. Из анализа графика сделайте заключение о вращении Галактики, о распределении в ней звездного вещества.



а)



б)

Рис. 3. Структура нашей Галактики:
а – спиральная структура Галактики, б – вид Галактики при наблюдении ее с ребра

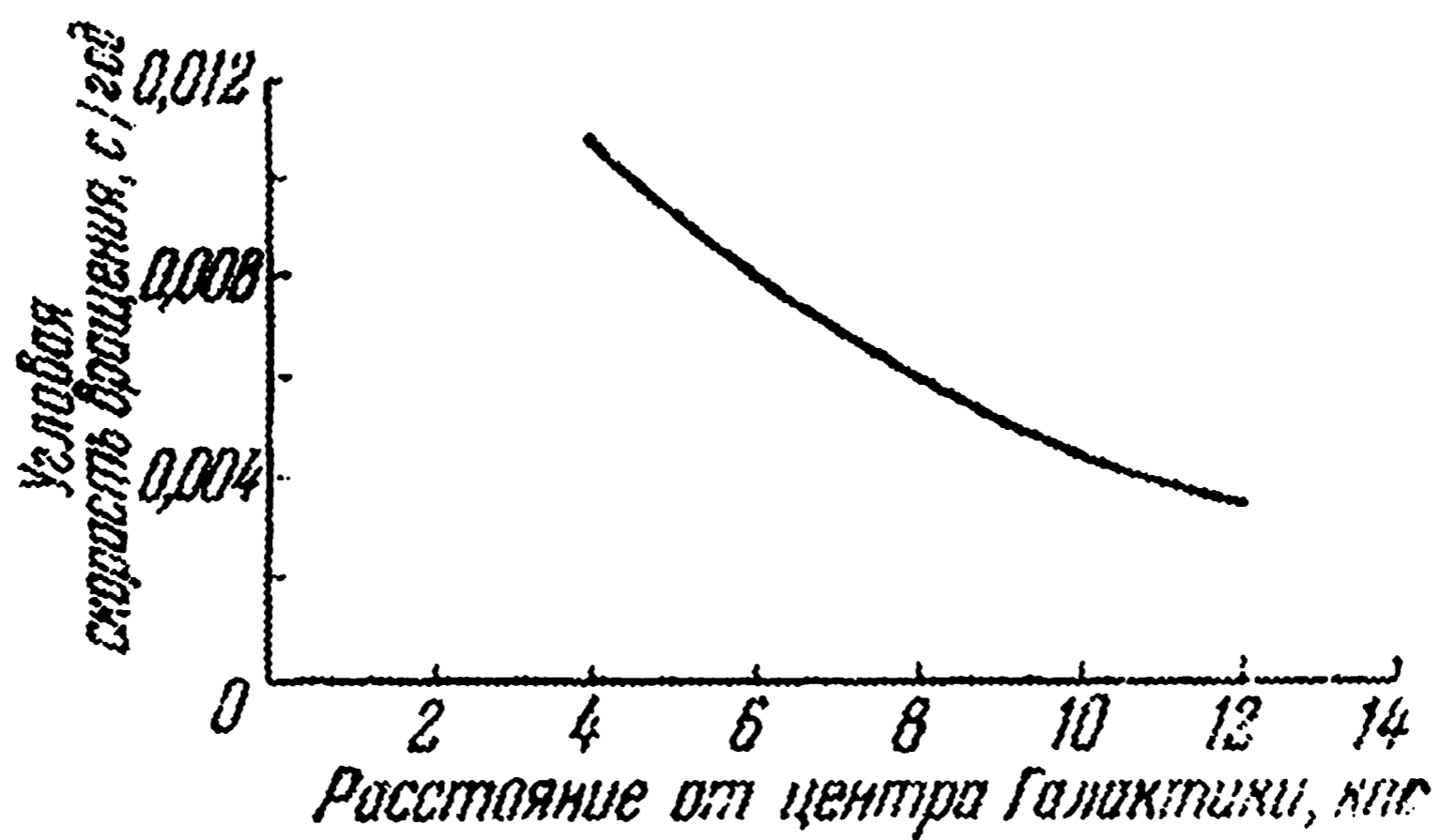


Рис. 4. Закон изменения угловой скорости вращения в Галактике

7. Выброс квазара 3C273

1. Измерьте видимое смещение выброса из ядра квазара 3C273 (рис. 5) за несколько лет и оцените скорость его движения. Расстояние до квазара принять равным 600 Мпк.

2. Прокомментируйте полученное вами значение скорости движения выброса.

3. Видимая звездная величина квазара 3C273 равна $12,8^m$. Оцените абсолютную величину и светимость этого квазара в светимостях Солнца. Сравните со светимостью нашей Галактики.



Рис. 5. Радиокарта квазара 3C273

8. Изучение квазара 3C273

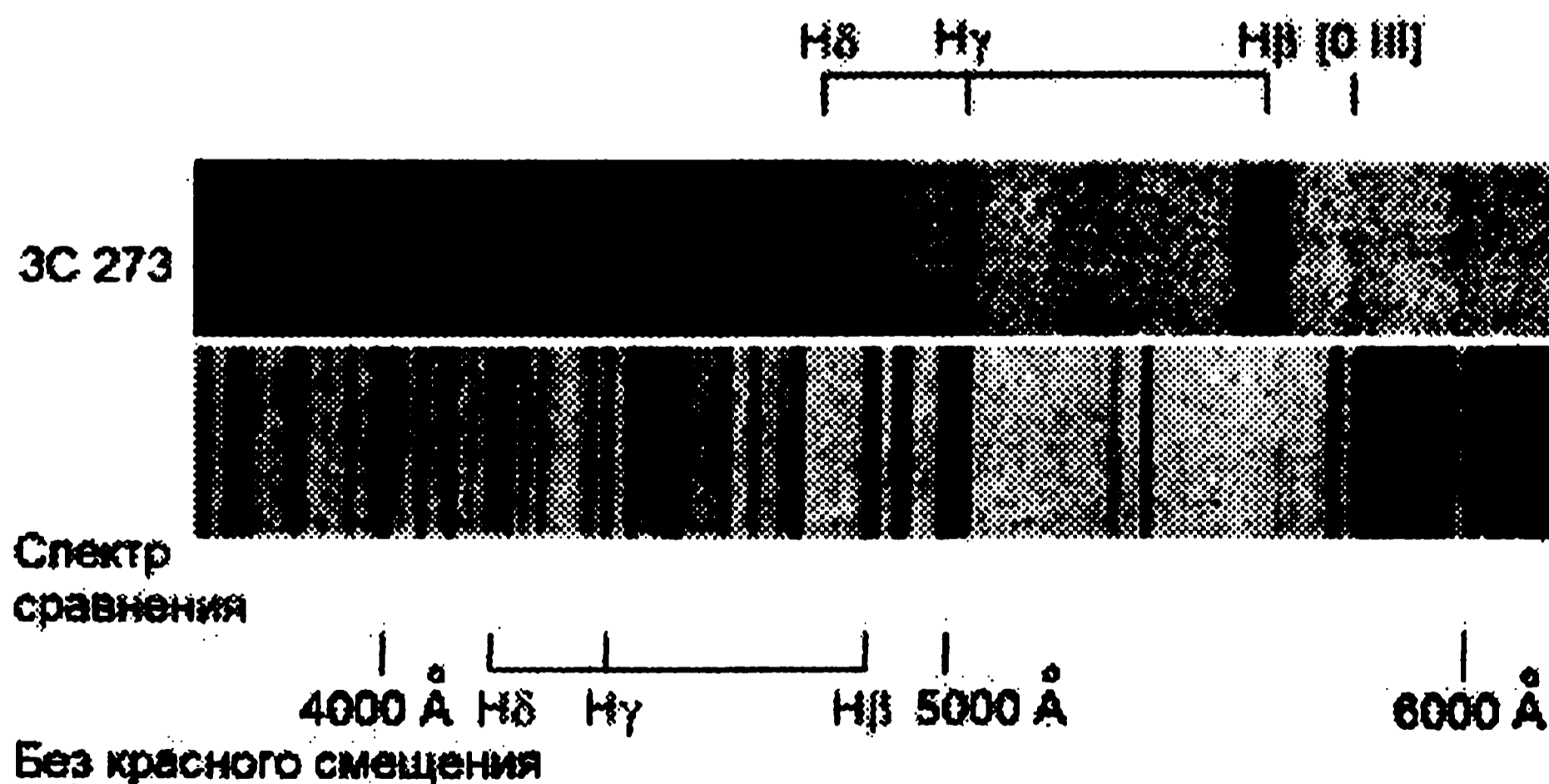


Рис. 6. Спектр квазара 3C273 и спектр сравнения

А. По спектру квазара 3С273 и спектру сравнения (рис. 6) определите смещение линий в спектре квазара, а затем расстояние до квазара.

Этапы выполнения работы:

1. Найти масштаб фотографии спектра сравнения, используя пары линий

$H_{\delta} - H_{\gamma}$, $H_{\delta} - H_{\beta}$, $H_{\gamma} - H_{\beta}$. Из полученных трех значений найти среднее значение масштаба.

2. Определить смещение для этих трех линий в спектре квазара и сделать заключение о характере движения квазара относительно наблюдателя.

3. Определить скорость движения квазара V (км/с) и оценить расстояние от него до Земли.

Б. Какое количество массы ежесекундно переходит в энергию в этом квазаре? По оценкам возраст квазара составляет 10^8 лет. Какое количество массы перешло в энергию за это время?

Пояснение

Чтобы вычислить смещение линий $\Delta\lambda$, необходимо знать масштаб фотографии. Для этого в спектре сравнения измеряют (в миллиметрах) расстояние l между двумя спектральными линиями с известными длинами волн λ_1 и λ_2 (выраженными в ангстремах – Å), после чего масштаб находится как $u = (\lambda_2 - \lambda_1) / l \text{ Å /мм}$. Искомое смещение линий определяется $\Delta\lambda = u\Delta x \text{ (Å)}$, где Δx – измеренный (в мм) сдвиг линий в спектре квазара относительно аналогичных линий с известной длиной волны λ в спектре сравнения. Результаты удобно оформить в виде таблицы.

Линия	$\lambda \text{ (Å)}$	$\Delta x \text{ (мм)}$	$\Delta\lambda \text{ (Å)}$	$V \text{ (км/с)}$
H_{δ}				
H_{γ}				
H_{β}				

Глава 7. Избранные вопросы астрофизики

Рекомендуемые темы докладов:

1. Критическая плотность Вселенной и проблема скрытой массы.
2. Гравитационные линзы.
3. Проблема сингулярности.
4. Антигравитирующий вакуум.
5. Большой Взрыв: за и против.
6. Темная материя и темная энергия.
7. Экзосолнечные планеты.

ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ

Часть I. ИЗБРАННЫЕ ЗАДАЧИ

§ 1. Общие сведения о звездах

1. По закону Погсона найдем, во сколько раз Венера, имеющая видимую звездную величину -4^m , ярче одной звезды 6^m .

$$E_B / E_{3B} = 2,5^{(m_{3B} - m_B)} = 2,5^{(6 - (-4))} = 2,5^{10} = 10\,000.$$

Следовательно, заменить одну Венеру по яркости могут 10 000 звезд 6^m .

2. Абсолютная звездная величина – это звездная величина, видимая с расстояния в 10 пк, т. е. 206 265 а. е. Известно, что при удалении в 10 раз поток света от звезды уменьшается в 100 раз, и ее звездная величина увеличивается на 5^m . Соответственно, при удалении в 10^6 раз она увеличивается на 30^m , а при удалении еще в 2,06 раза – еще примерно на $1,5^m$ (точнее – на $1,57^m$, но такой точности при оценке не требуется). Таким образом, $M_C = m_C + 31,5^m \approx 4,7^m$.

3. Расстояние 55 кпк – это приблизительно 180 000 световых лет (1 парсек содержит 3,26 световых года). Значит, свет из Большого Магелланова облака идет до нас около 180 000 лет, и любое событие, которое мы видим сейчас, произошло там уже 180 тысяч лет назад. Связь между видимой m и абсолютной M звездными величинами и расстоянием до светила в парсеках имеет следующий вид: $M = m + 5 - 5 \lg r \approx -15,5^m$.

Луна имеет $m \approx -12^m$, т. е. сверхновая ярче Луны и была видна днем.

4. Линейные размеры туманности (радиус R_m) можно найти по формуле $R_m = \Delta \cdot \operatorname{tg} \alpha_m$, где Δ – расстояние до туманности (2 кпк = 2000 пк), α_m – ее угловой радиус (2,5 угловых минуты). Для малых углов:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\alpha^0}{57,3^0} = \frac{\alpha'}{3438'} = \frac{\alpha''}{206265''}. \text{ Можно воспользоваться сразу } \operatorname{tg} \alpha = \frac{\alpha'}{3438'},$$

$$\text{т. е. } R_m = \frac{\Delta \cdot 2,5'}{3438'} = \frac{2000 \cdot 2,5'}{3438'} = \frac{2000}{1375} \approx 1,45 \text{ пк}$$

или угловые минуты перевести в угловые секунды:

$$R_m = \frac{\Delta \cdot \alpha''}{206265} = \frac{\Delta \cdot 2.5 \cdot 60''}{206265''} = \frac{2000 \text{ пк} \cdot 150''}{206265''} = \frac{2000 \text{ пк}}{1375} \approx 1,45 \text{ пк}. \text{ Для увеличе-}$$

ния размеров на 10 % (т. е. радиуса на $0,145 \text{ пк} = 0,145 \cdot 3 \cdot 10^{13} \text{ км}$)

требуется время $t = \frac{0,145 \cdot 3 \cdot 10^{13} \text{ км} \cdot c}{1000 \text{ км}} \approx 4,5 \cdot 10^9 \text{ с} \approx 140 \text{ лет}$ (1 тропический

год примерно $3,16 \cdot 10^7 \text{ с}$).

5. Нельзя. Известно, что при увеличении звездной величины в пять раз интенсивность света уменьшается в 100 раз. Поэтому, если от звезды 7^m регистрируется 4000 квантов в секунду, то от звезды 12^m такого же спектрального класса будет регистрироваться в 100 раз меньше квантов, т. е. всего 40 квантов в секунду. Это явно меньше уровня шума фотометра, т. е. сигнал от звезды утонет в шуме и зарегистрировать звезду будет невозможно. Это, кстати, ровно то же, по сути, явление, что и в задаче 7, когда мы рассматриваем вопрос о наблюдении звезд на дневном небе.

6. Звезды белого цвета – это представители спектрального класса A0, абсолютная звездная величина которых равна 0^m . Значит, они выглядят, как звезды 2^m потому, что удалены дальше стандартного расстояния 10 пк в 2,5 раза. То есть до них 25 пк, или 80 световых лет. Для нахождения расстояния r в парсеках можно использовать формулу $M = m + 5 - 5 \lg r$, откуда получаем

$$\lg r = 1,4 \text{ или } r = 25).$$

$$7. \quad z = \frac{\lambda_{\text{observed}} - \lambda_{\text{emitted}}}{\lambda_{\text{emitted}}} = \frac{0,6 \text{ мкм} - 0,48 \text{ мкм}}{0,48 \text{ мкм}} = \frac{0,12}{0,48} = \frac{1}{4} = \frac{v}{c}$$

$$v = c/4 = 75000 \text{ км/с}$$

8. Площадь зеркала телескопа $S = \pi R^2 = 3,14 \cdot (5 \text{ м})^2 = 78,55 \text{ м}^2 = 785\,500 \text{ см}^2 \approx 8 \cdot 10^5 \text{ см}^2$. Поэтому от Веги каждую секунду на зеркало падает $E_0 = H \cdot S = 8 \cdot 10^{11}$ фотонов. По закону Погсона находим $\lg(E_0 / E_{30}) = 0,4 (m_{30} - m_0) = 0,4 \cdot 30 = 12$ или $E_0 / E_{30} = 10^{12}$, т. е. от звезды 30^m телескоп Кека получит $E_{30} = E_0 / 10^{12} = 8 \cdot 10^{11} / 10^{12}$ или примерно 1 фотон в секунду, что в 10^{12} раз меньше, чем от Веги.

§ 2. Мир галактик и его свойства

1. Из эффекта Доплера $V/c = \Delta\lambda/\lambda$ (где c – скорость света) легко найти скорость убегания наблюдаемой галактики: $V = c(\Delta\lambda/\lambda)$. По формуле Хаббла $V = HR$, где R – расстояние до галактики, получается $R = V/H = c(\Delta\lambda/\lambda)/H$. Диаметр Галактики есть $l = \alpha R$, таким образом, $l = \alpha c(\Delta\lambda/\lambda)/H \approx 12$ кпк. Известно, что размер нашей Галактики порядка 25–30 кпк, т. е. наблюдаемая галактика в 2–2,5 раза меньше нашей.

2. В соответствии с принципом Доплера лучевая скорость галактики $V = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$. Считая эту скорость целиком связанной с космологическим расширением Вселенной, по закону Хаббла ($V = H_0 D$) определим расстояние до галактики:

$$D = \frac{V}{H_0} = \frac{c\Delta\lambda}{H_0\lambda_0}, \text{ где } c \text{ – скорость света, } H_0 \text{ – постоянная Хаббла,}$$

которую мы примем равной 100 км/(с · Мпк). Если выразить угловой размер галактики в радианах $\left(d = \frac{3'}{3438'} = 8,7 \cdot 10^{-4} \text{ рад}\right)$, то ее линейный

$$\text{радиус } R = \frac{dD}{2} = \frac{d\Delta\lambda c}{2\lambda_0 H_0}.$$

Скорость движения звезд в галактике также определим из принципа Доплера: расширение спектральных линий в галактиках связано с тем, что часть звезд движется к нам, а часть – от нас. Поэтому характерная скорость звезд $v = \frac{c \cdot \sigma}{2\lambda_0}$, где $\frac{\sigma}{2} = \Delta\lambda_0$. Очевидно, это не что иное, как скорость вращения звезд вокруг галактического центра, близкая к круговой скорости: $v^2 = \frac{GM}{R}$, где M – масса галактики.

$$\text{Тогда } M = \frac{v^2 R}{G} = \frac{d\Delta\lambda\sigma^2 c^3}{8\lambda_0^3 H_0 G} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ масс Солнца.}$$

Если по имеющимся данным вычислить теперь радиус галактики и скорость движения в ней звезд, то получим $R = 1,2$ кпк и $\sigma = 93$ км/с. Таким образом, перед нами маленькая, но довольно плотная эллиптическая галактика, похожая на спутника Туманности Андромеды галактику Месье 32.

3. Пусть V – орбитальная скорость звезд, а D – расстояние между ними. Тогда, согласно эффекту Доплера,

$$V/c = \Delta\lambda/2\lambda, \text{ и } V = c \cdot \Delta\lambda/(2\lambda).$$

Из равенства центростремительного и гравитационного ускорений:

$$V^2/(D/2) = GM/D^2$$

получаем

$$D = GM/(2V^2) = 2GM/(c \cdot \Delta\lambda/\lambda)^2 \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ м,}$$

что составляет около 0,5 а. е.

4. Сначала с помощью закона Стефана–Больцмана вычислим светимость сверхновой через радиус R ее оболочки и температуру T как

$$\frac{L}{L_S} = \frac{R^2 T^4}{R_S^2 T_S^4},$$

где индексом S обозначены соответствующие параметры Солнца. Если оболочка звезды свободно расширялась со скоростью v в течение времени t , то $R = vt$. Зная светимость, по формуле Погсона, находим абсолютную звездную величину M . Используя далее формулу $\lg r = 1 + 0,2(m - M)$, вычисляем расстояние до сверхновой (и содержащей ее галактики). В ответе получается $r = 10 \text{ Мпк}$, что несколько больше, чем на самом деле, т. к. мы не учли такие факторы, как непостоянство скорости расширения оболочки и отличие спектра излучения сверхновой от чернотельного.

§ 8. Общие сведения о Солнце

1. Солнечный ветер – это потоки разреженного газа и плазмы, истекающие из атмосферы Солнца во всех направлениях. Он возникает из-за сильного разогрева низких слоев короны потоками электромагнитной и акустической энергии, поступающими из плотных нижних слоев атмосферы. В окрестности Земли скорость солнечного ветра около 400 км/с. Сталкиваясь с магнитосферами и атмосферами планет, солнечный ветер искажает их форму, вызывает в них химические реакции, ионизацию газа и его свечение. Солнечный ветер выдувает вокруг Солнца каверну, свободную от межзвездной плазмы (гелиосферу), которая простирается за орбиту Плутона; ее граница пока точно не установлена.

2. Из второго закона Ньютона имеем $F = m \cdot a$ или $\Delta v \cdot m / \Delta t = F$. Можно считать, что протоны передают Луне свой импульс, а массу её практически не изменяют. Тогда за единицу времени на единицу сечения S лунного диска упадет $n v$ частиц (n – плотность частиц), принося импульс $m_p v = v \cdot n v$. Импульс, полученный за единицу времени всей Луной равен

$$F = \pi R_n^2 \cdot n \cdot m_p v^2; F = 1,4 \cdot 10^4 \text{ Н.}$$

3. Поверхность сферы радиусом $R = 1 \text{ а. е.} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}$ равна $S = 4\pi R^2 \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ м}^2$, так что полный поток протонов от Солнца составляет $J = jS \approx 3 \cdot 10^{35}$. За время $\Delta t = 1 \text{ год} \approx 3,2 \cdot 10^7 \text{ с}$ Солнце потеряет массу $\Delta M = mJ \Delta t \approx 1,6 \cdot 10^{16} \text{ кг}$, где $m \approx 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ – масса протона. Так как масса Солнца $M \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, то $\Delta M/M \approx 8 \cdot 10^{-15} \approx 10^{-12} \%$.

4. Когда мы рассматриваем центральную часть солнечного диска, мы видим более глубокие и, следовательно, более горячие слои фотосферы, нежели те слои, которые видны ближе к краю диска.

§ 17. Эволюция звезд

1. А. Считаем, что при сжатии в нейтронную звезду масса Солнца не изменится: $M_C = 4\pi R_C^3 \cdot \rho_C / 3 = 4\pi R^3 \cdot \rho / 3$, откуда $R = 14 \text{ км}$.

Б. Линейную скорость вращения найдем из условия $F_{ц} = F_{гп}$, откуда $V^2 = GM_C/R$, т. е. скорость возрастет до $\approx 10^5 \text{ км/с}$, а период вращения сократится до $T = 2\pi R/V \sim 0,001 \text{ с}$.

В. Масса Солнца недостаточна для стадии нейтронной звезды.

Г. В настоящее время считается, что пульсары – это быстро вращающиеся нейтронные звезды, период вращения которых от 0,001 с до 4,8 с.

2. Используя закон Вина, найдем температуру поверхности Солнца. Имеем: $T = b / \lambda_{\text{max}} = 2,898 \cdot 10^{-3} / 470 \cdot 10^{-9} = 6,16 \cdot 10^3 \text{ К}$. Энергию, излучаемую Солнцем с 1 м^2 за 1 с , определим по закону Стефана–Больцмана:

$\varepsilon = \sigma \cdot T^4 = 5,671 \cdot 10^{-8} \cdot (6,16 \cdot 10^3)^4 \text{ Вт/м}^2 = 8,17 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}$. Энергия, излучаемая всей поверхностью Солнца за год, равна: $L_i = \varepsilon \cdot St = \varepsilon \pi D^2 t$, где D – диаметр Солнца, t – время.

$$L_i = 8,17 \cdot 10^7 \cdot \pi \cdot (1,4 \cdot 10^9)^2 \cdot 31,6 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 5 \cdot 10^{33} \text{ Дж}.$$

Соответствующая потеря массы за год составит:

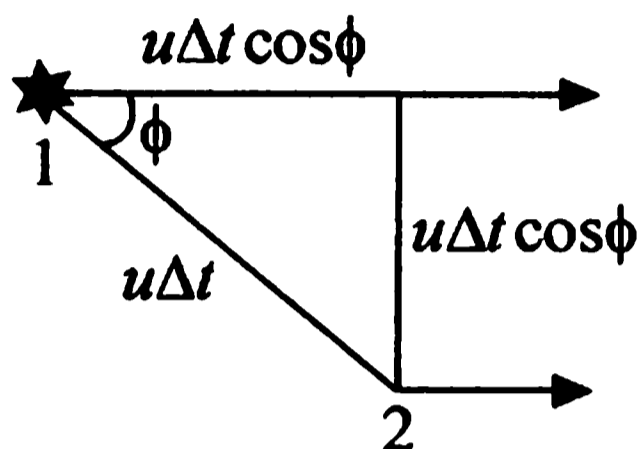
$$\Delta m = L_i / c^2 = 5 \cdot 10^{33} / 9 \cdot 10^{16} \text{ кг} \approx 5,6 \cdot 10^{16} \text{ кг}.$$

Для того чтобы масса Солнца уменьшилась на 10 %, потребуется время: $\Delta t = 0,1 M_C / \Delta m \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ лет}$.

Часть II. ЗАДАЧИ ПО ВСЕМ РАЗДЕЛАМ КУРСА

Скорость света

1. Ответ: $v = 2\pi r\nu = 7,2 \cdot 10^{21}$ м/с, что намного превышает скорость света. Это не противоречит теории относительности, т. к. причинность распространяется от пульсара к Земле, а не от одного «освещенного» пульсаром места к другому.



2. После выброса вещества из ядра галактики мы фиксируем свет, испущенный в момент выброса t_0 , происшедшего в точке 1 (см. рис.) и спустя время Δt после выброса, когда выброс прошел расстояние $u\Delta t$ и оказался в точке 2. Излучение из точки 1 приходит на Землю в момент времени

$$t_1 = t_0 + \frac{r}{c},$$

из точки 2 в момент

$$t_2 = t_0 + \frac{r}{c} + \frac{r - u\Delta t \cos \alpha}{c}.$$

Таким образом, время между приемом на Земле излучения, испущенного из точек 1 и 2, есть

$$\Delta t' = t_2 - t_1 = \Delta t \left(1 - \frac{u}{c} \cos \alpha \right).$$

Пройденное выбросом расстояние в проекции на небесную сферу есть $\Delta s_{\perp} = u\Delta t \sin \alpha$. Видимая скорость движения выброса есть

$$v = \frac{\Delta s_{\perp}}{\Delta t'} = c \frac{u \sin \alpha}{c - u \cos \alpha}.$$

Эта скорость больше скорости света при условии $u > c(\sin \alpha + \cos \alpha)^{-1}$. Это условие выполняется при достаточно больших скоростях выброса и малых углах к лучу зрения.

3. Если пульсар излучает импульсы с периодичностью P и движется со скоростью u под углом α к лучу зрения, то, как следует из решения предыдущей задачи, его импульсы приходят на Землю с промежутком времени P' , составляющим

$$P' = P \left(1 - \frac{u}{c} \cos \alpha \right).$$

Таким образом, амплитуда изменения периода составляет

$$\Delta P = |P - P'| = \frac{u}{c}.$$

Здесь u – скорость движения пульсара вокруг общего центра масс с планетой. Приведем окончательный ответ:

$$m = \frac{c}{\gamma} \frac{\Delta P}{P} \left(\frac{T}{2\pi} \right)^{1/3} (\gamma M)^{2/3}.$$

Звездные величины

4.

$W \sim (1,7 \times 0,7) m^2 \cdot \cos(90^\circ - 52,5^\circ + 23,5^\circ) \cdot 3600 c \cdot 1,37 \cdot 10^3 \text{ Вт} \approx 2800 \text{ кДж}$.
Здесь $23,5^\circ$ – примерное значение наклона эклиптики к экватору; под знаком косинуса стоит высота Солнца над горизонтом в Иркутске в день летнего солнцестояния.

5. Примерно 25 дней.

6. Количество собираемого света пропорционально площади объектива. Следовательно, «Кек» собирает в $(10/0,05)^2 = 40$ тыс. раз больше света, чем телескоп Галилея, и во столько же раз более слабые звезды можно наблюдать с его помощью. Поскольку световой поток пропорционален квадрату расстояния, предельное расстояние пропорционально радиусу объектива, объем – кубу радиуса. Если звезды расположены во Вселенной более-менее равномерно, «Кек» может наблюдать в 8 млн. раз больше звезд, чем было доступно Галилею Галилею. Правда, с такой большой проникающей способностью «Кек» может проникнуть за пределы нашей Галактики, где количество звезд существенно меньше, чем внутри, но зато его объективу доступны другие звездные системы.

7. Характерная площадь поверхности человека составляет $S \sim 2,5 \text{ м}^2$, его температура $T \sim 310 \text{ К}$. Тогда светимость по закону Стефана–Больцмана $L = \sigma T^4 S \sim 1,3 \cdot 10^4 \text{ Вт}$.

Солнце

8. Примерно 4 млрд. кг. Указание: воспользуйтесь формулой $E = mc^2$.

9. $M_G = 0,8 \cdot 10^{11}$ масс Солнца.

10. По закону Стефана–Больцмана $j = \sigma T^4$. Отсюда находим $j_{\Pi} / j_{\Phi} = (T_{\Pi} / T_{\Phi})^4$. Подставляя численные значения (в том числе температуру фотосферы 5800 К), находим $T_{\Pi} = T_{\Phi} \cdot (0,1)^{1/4} \approx 3300$ К.

11. А. За один акт термоядерных реакций выделяется энергия $E = (4m_p - m_{He})c^2 \approx 4 \cdot 10^{-12}$ Дж. Количество реакций за секунду есть отношение светимости Солнца к этой величине $N = L/E$. Подставив числовые значения, получаем ответ: $N \approx 10^{38}$ реакций в секунду. Б. В ходе термоядерных реакций в энергию излучения переходит $\eta = E / (4m_p c^2) \approx 0,007$ массы водорода. На водород приходится примерно 0,7 массы Солнца. Таким образом, полная энергия, которая может выделиться в ходе термоядерных реакций синтеза гелия $W = \eta \cdot 0,7 m_{\odot} c^2 \approx 8,9 \cdot 10^{43}$ Дж. Поделив эту величину на светимость Солнца, получаем, что водорода хватит примерно на $t = W/L \approx 7 \cdot 10^9$ лет.

12. $t/t_c = (m_c/m)^3 = 8$: звезда с массой в две массы Солнца в 8 раз быстрее исчерпает свои запасы водорода.

Магнитные поля

13. Плотность энергии магнитного поля магнитара составляет примерно $4 \cdot 10^{25}$ Дж/м³. По формуле Эйнштейна $E = mc^2$ находим массу в 1 см³ такого поля: 384 кг. Кто-нибудь, может, и поднимет...

Звезды

14. Приравнивая собственную гравитационную энергию газового облака и его внутреннюю тепловую энергию, получаем:

$$\frac{\gamma M^2}{R} \sim NkT,$$

где R – радиус облака, N – полное число частиц в нем. Здесь символ « \sim » означает, что вычисления ведутся по порядку величины и численные множители порядка единицы опущены. Но $N \sim nR^3$, $M \sim \rho R^3 = nmR^3$, где m – масса протона. Таким образом, $\gamma \rho R^5 \sim m^{-1} R^3 kT$ и

$$R \sim \sqrt{\frac{kT}{m^2 \gamma \rho}}.$$

Отсюда выражаем критическую массу облака, способного сжиматься под действием собственного тяготения:

$$M \sim nm \left(\frac{kT}{\gamma m^2} \right)^{3/2}.$$

Подставляя численные значения, получаем $M \sim 10^8$ масс Солнца для газовых туманностей и всего несколько масс Солнца для гигантских молекулярных облаков. Таким образом, звезды могут образовываться из газа, входящего в состав ГМО. Отметим, что концентрации частиц в ГМО могут достигать миллионов частиц в кубическом сантиметре. Критические радиус и масса носят название радиуса и массы Джинса по имени английского ученого, впервые теоретически изучившего вопрос об образовании звезд из газа под действием его собственного тяготения.

Звезды (эволюция)

$$15. M_{\max} = 10^8 \left(\frac{m}{M_S} \right)^{-1/2} \left(\frac{R}{R_S} \right)^{3/2} M_S.$$

16. Согласно III закону Кеплера, выведенному в задаче 3.15,

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{\gamma M},$$

где T и a – период и большая полуось орбиты звезды. Большая полуось выражается через расстояние в перигентре как $a = r_p / (1 - e)$. Подстановка чисел дает $M = 3,7 \cdot 10^6$ масс Солнца. Радиус дыры примерно в 2100 меньше расстояния звезды в перигентре.

Звездные системы, галактики, Вселенная

17. Применяя формулу $\lg r = 1 + 0,2(m - M)$, находим $r = 10^{3,924} \approx 8,4$ кпк.

18. $r = 9 \cdot 10^{10}$ а. е., или 450 кпк. Указание: в формуле для круговой скорости $v = \sqrt{\gamma M / R}$ массу выразить через отношение массы к светимости, а светимость – через видимую звездную величину и расстояние. Радиус R выразить через видимый угловой радиус и расстояние. В действительности, расстояние до М31 равно около 700 кпк. Ошибка Эпика заключалась в том, что отношение массы к све-

тимости в центральной части М31 больше, чем в окрестностях Солнца. Тем не менее, порядок величины указан верно, что являлось выдающимся результатом.

19. Полная энергия, выработавшаяся за время жизни Галактики, есть $W = Lt = 3 \cdot 10^{54}$ Дж, т. е. произошло примерно $N \sim 10^{66}$ реакций синтеза гелия. Масса образовавшегося гелия $M_{He} = m_{He}N \sim 10^{40}$ кг, что составляет $\eta \sim 1/40$ массы Галактики. Это примерно в 10 раз меньше наблюдаемого количества гелия. Таким образом, термоядерные реакции в звездах не могут обеспечить процентное содержание гелия в Галактике.

20. Самый массивный из объектов, видимых невооруженным глазом в Андромеде, это знаменитая галактика М31 (туманность Андромеды). Точнее, мы видим ее центральную часть – балдж. Масса балджа составляет порядка 10^{10} масс Солнца.

21. $D \approx r\theta \approx 8$ Мпк, $M \sim v^2 R / 2\gamma = 3 \cdot 10^{15}$ масс Солнца. Отметим, что эта масса в несколько десятков раз превосходит суммарную массу всех звезд галактик скопления и межгалактического газа, что является исторически первым доводом в пользу существования темной материи.

22. В состоянии равновесия внутренняя энергия газа должна совпадать по порядку величины с его полной гравитационной энергией. Отсюда находим $kT \sim \gamma m M / R$, где m – средняя масса частиц, равная половине массы атома водорода (поскольку масса электрона почти в 2000 раз меньше массы протона). Получаем ответ $M \sim kTR / \gamma m \approx 3 \cdot 10^{15}$ масс Солнца. Мы получили ту же оценку, что и в предыдущей задаче, а заодно и дополнительный довод в пользу существования темной материи.

23. Звезды на окраине NGC 4486В, если сила притяжения к центру этой галактики больше или равна приливной силе со стороны М87:

$$\frac{\gamma m}{R^2} = \frac{2\gamma MR}{r^3}.$$

Отсюда находим массу галактики М87: $M \approx 4,5 \cdot 10^{12}$ масс Солнца, что на порядок превосходит массу нашей Галактики.

24. Полное количество энергии $E = L \cdot T \cdot N$, где N – полное количество звезд в доступной для изучения части Вселенной, равное произведению полного числа галактик N_1 на количество звезд в средней галактике: $N = N_1 \cdot N_0$. Здесь $N_1 \sim V/r^3$, где $V = (4/3)\pi (c \cdot T)^3$ – полный объем доступной для наблюдений части Вселенной. В итоге получаем:

$$E = LT \frac{4\pi (cT)^3}{3 r^3} N_0 \approx 10^{64} \text{ Дж.}$$

Красное смещение

25. Прологарифмировав закон Хаббла $v = Hr$ и учтя, что на малых расстояниях $v = cz$, мы получим соотношение $\lg(cz) = \lg r + \lg H$. С другой стороны, логарифм расстояния до объекта (в парсеках) выражается через его видимую m и абсолютную звездную величину M как $\lg r = 1 + 0,2(m - M)$. Скомбинировав эти две формулы, получаем: $\lg(cz) = 0,2m + 1 + \lg H - 0,2M$, или $m = 5 \lg z + const$, что и требовалось доказать. Угловой коэффициент равен 5.

26. По формуле Леметра

$$r = \frac{r_0}{1+z},$$

где r_0 – современное расстояние до какой-либо галактики, r – расстояние в момент испускания света. В тот момент все межгалактические расстояния (за пределами скоплений) были меньше в $r/r_0 = 1+z$ раз, стало быть, объем, занимаемый одними и теми же галактиками, был меньше в $(1+z)^3$ раз. В нашем случае, в $2^3 = 8$ раз. Таким образом, обитатели галактики с $z = 1$ смогли бы наблюдать около 10 галактик (приводить число с точностью до единицы не имеет смысла, так как речь идет о статистически малых совокупностях галактик; к тому же при $z = 1$ светимость галактик могла бы отличаться от современной).

27. Чем более далекие объекты мы наблюдаем, тем больше времени проводили лучи света, принимаемые нами сегодня. Следовательно, красное смещение является не только мерой пространственной удаленности объекта, оно также характеризует эпоху существования Вселенной. Согласно формуле Леметра, среднее расстояние r между галактиками в момент времени, соответствующий красному смещению z , есть $r = r_0/(1+z)$, где r_0 – современное среднее

расстояние между галактиками. Следовательно, при $z \approx 30$ средние расстояния между галактиками были примерно равны их размерам. Очевидно, при $z > 30$ существование галактик в их теперешнем виде невозможно.

Часть III. ПРАКТИЧЕСКИЕ РАБОТЫ

1. Диаграмма «Спектр–светимость»

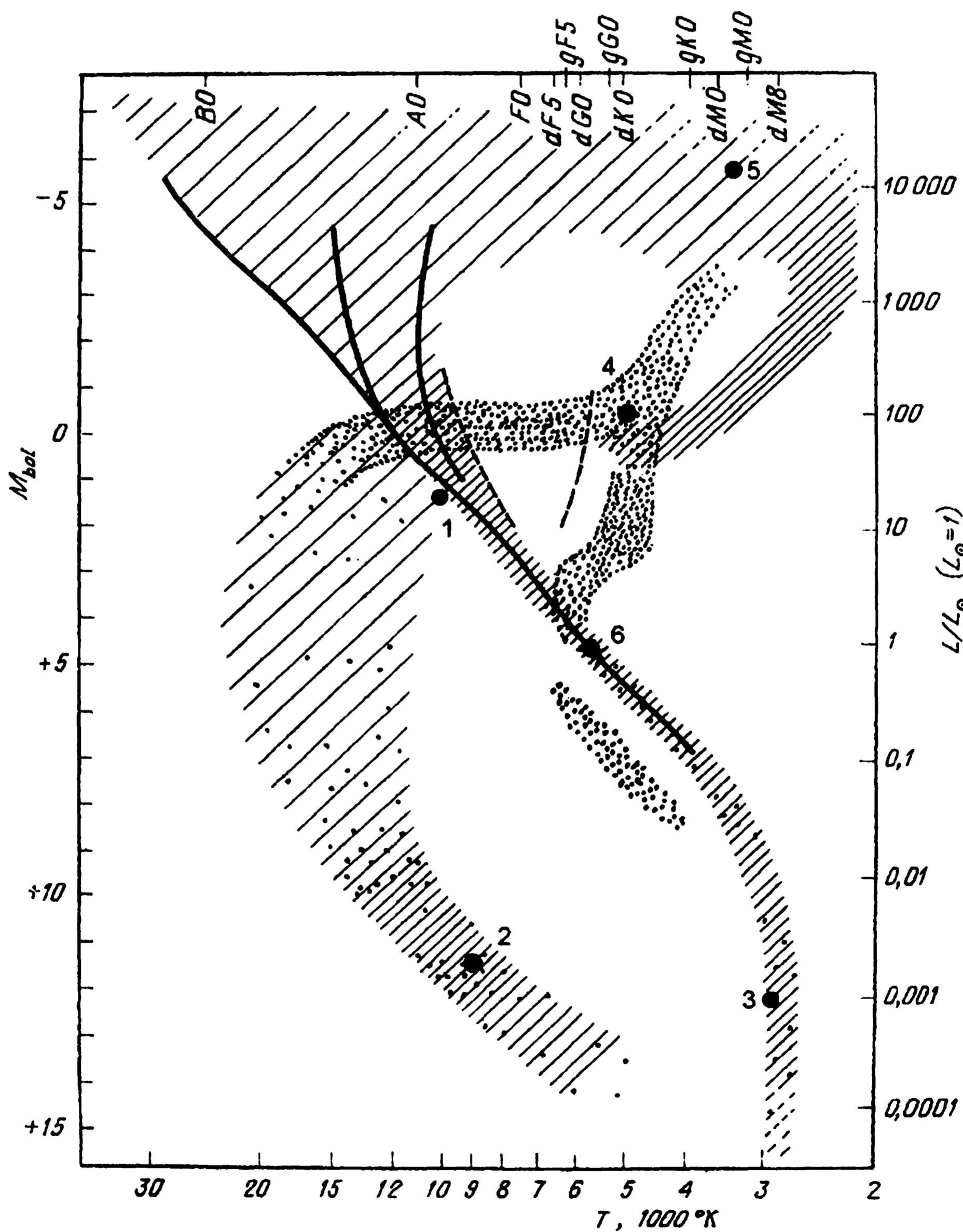


Рис. 7. Диаграмма «Спектр–светимость»

№	Звезда	m	Sp	r (св.г)	r (пк)	M	L _{зв} (L _с =1)
1	Сириус А	-1,46	A1	8,67	2,66	1,46	22,2
2	Сириус В	8,67	A5	8,67	2,66	11,5 5	0,00204
3	Крюгер 60	9,85	M3	12,87 7	3,95	11,8 7	0,0014
4	Арктур	-0,06	K	36	11,04	- 0,27	115
5	Бетельгейзе	0,92	M2	652	200	- 5,58	15 000
6	Солнце	-26,8	G2	15·10 ⁶	4,6·10 ⁻⁶	+4,8	(4·10 ²⁶ Вт)

Формулы: $M = m + 5 - 5 \lg r$, где r – расстояние в парсеках,
 $\lg L = 0,4 (M_c - M)$.

2. Вращение Солнца

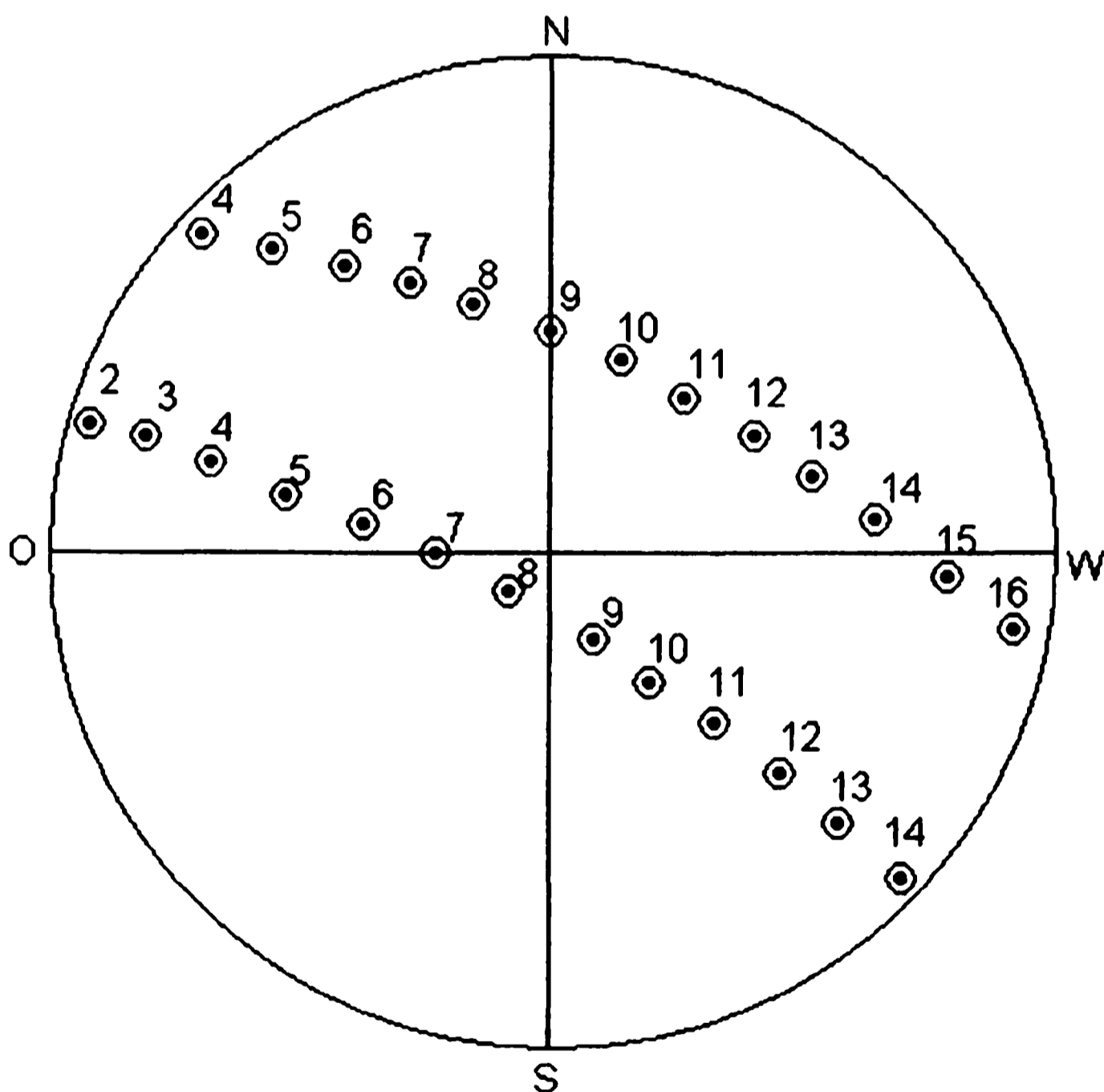


Рис. 8. Видимая траектория двух солнечных пятен. Рядом с изображениями пятен указаны даты наблюдений

Ежедневные наблюдения солнечных пятен показывают, что они продвигаются по диску в одну и ту же сторону (рис. 8). Пятно обычно появляется на восточном (левом для невооруженного глаза) крае диска и на 7-й день проходит ближе всего к центру диска. После этого пятно начинает приближаться к противоположному, западному (для невооруженного глаза – правому) краю диска, и достигает его на 13–14-й день, после чего скрывается. Бывает, что

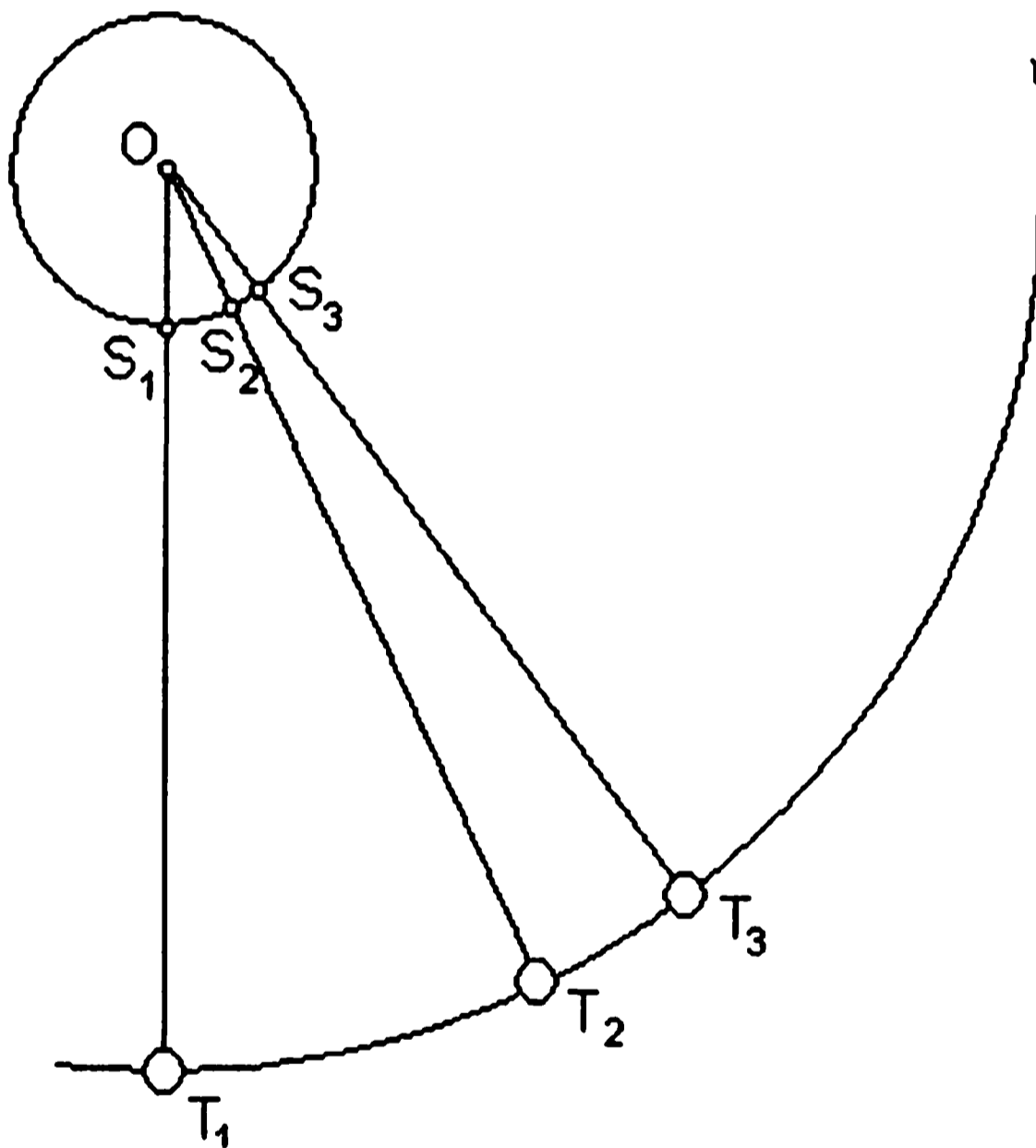
по прошествии еще двух недель то же самое пятно опять появляется у восточного края, где оно было 27 дней назад, и снова проходит по

солнечному диску. Известны случаи, когда одно и то же пятно проходило по диску Солнца 7 раз подряд и лишь после этого исчезло.

Следя за видимым перемещением пятна и других деталей, можно определить продолжительность полного оборота Солнца. Уже первые наблюдатели пятен установили, что время обращения Солнца вокруг оси составляет примерно 25 суток.

Говоря о вращении Солнца, следует различать истинный, или звездный, период, который представляет собой промежуток времени, по истечении которого начальный меридиан возвращается в прежнее положение, и видимый, или синодический. Последний представляет собой промежуток времени между двумя последовательными прохождениями начального меридиана через центр диска. Синодический оборот длиннее звездного почти на двое суток, и это происходит оттого, что Земля движется вокруг Солнца.

Пусть в некоторый момент времени направление OS_1 (рис. 9) определяет собой положение начального меридиана. T_1 – земной шар, O – центр Солнца.



Точка S_1 представляет собой центр солнечного диска, как он виден с Земли T_1 , и, следовательно, для изображенного на рисунке момента $L = 0$ пусть пройдет один истинный оборот. Меридиан снова займет прежнее положение OS_1 , но точка S_1 для наблюдателя, расположенного на Земле, уже не будет центром диска, потому что за время оборота Земля подвинется и займет положение T_2 , для которого центром диска служит уже

точка S_2 . Меридиану придется повернуться еще на угол S_3OS_1 , чтобы «догнать» Землю и пройти через точку S_3 , которая является центром диска для Земли, теперь находящейся в точке T_3 . В результате оказыва-

Рис. 9
 ется, что истинный, или звездный, оборот меридиана Кэррингтона составляет 25,38 средних суток, а видимый, или синодический, оборот равен 27,28 средних суток. Через такой промежуток времени долгота центрального меридиана снова обращается в ноль.

Скорость вращения Солнца обычно выражают не временем обращения вокруг оси, а углом поворота за одни сутки. Здесь также необходимо различать истинный (звездный) и видимый (синодический) поворот. Пусть данная зона солнечного шара поворачивается за сутки на угол ξ . Наблюдатель, рассматривающий Солнце с Земли, переместится вместе с земным шаром за сутки на угол ν в ту же сторону. На этот же угол, очевидно, переместится и центральный меридиан. Поэтому видимое суточное перемещение γ объекта по отношению к центральному меридиану составляет $\gamma = \xi - \nu$. Среднее значение угла ν можно найти, так как известно, что длина года равна 365,2422 суток, значит, $\nu = 360^\circ/365,2422 = 0^\circ,986$.

3. Солнечное затмение

1. Кадр, представленный на рис. 2, не показывает начальные моменты затмения, но все стадии наступления затмения симметричны относительно его полной фазы. На кадре мы видим только два последних снимка, предшествующих полному затмению. Вся картина затмения должна содержать 8 снимков – до фазы полного затмения, и 8 снимков – после. Будем считать, что затмение началось посередине между двумя первыми моментами съемки Солнца (не присутствующими на кадре), а закончилось – посередине между предпоследним и последним моментами. На рисунке диск Солнца занимает d мм, а длина отрезка, соединяющего положения Солнца в начале и в конце затмения, равна D мм, что в D/d раз превышает диаметр изображения Солнца. Мы знаем, что угловой диаметр Солнца составляет примерно $0,5^\circ$, и сможем определить угловое расстояние, пройденное Солнцем за время всего затмения. Оно равно $0,5^\circ \cdot D/d$. Такое расстояние Солнце преодолевает своим суточным движением за 2 часа 37 минут, т. е. 360° – за 24 часа, $0,5^\circ \cdot D/d$ – за x часов. Получим $x \approx 2$ часа 37 минут.

Именно такой была продолжительность солнечного затмения.

2. Масштаб изображения в фокальной плоскости телескопа (не на нашем рисунке) $l = F \cdot \operatorname{tg} \alpha$, где F – фокусное расстояние объектива, α – угловой диаметр изображения Солнца. (При малых углах $\operatorname{tg} \alpha = \alpha^\circ / 57,3 = \alpha' / 3438 = \alpha'' / 206265$).

Определим масштаб изображения на фотоснимке: h мм – ширина фото, что соответствует 36 мм ширины этого же кадра на фотопленке, т. е. диаметр Солнца на нашем фото $d = 3$ мм, будет соответствовать $x = 3 \cdot 36 / h = 0,936$ мм на негативе (фотопленке). Это и есть масштаб изображения в фокальной плоскости телескопа, т. е. l . Угло-

вой диаметр Солнца $\alpha = 0,5^\circ$ соответствует 0,009 радиана. Получим, что фокусное расстояние объектива $F = l / 0,009 = 0,936 / 0,009 = 104$ мм, или $\approx 0,1$ м.

4. Обработка наблюдений солнечных пятен

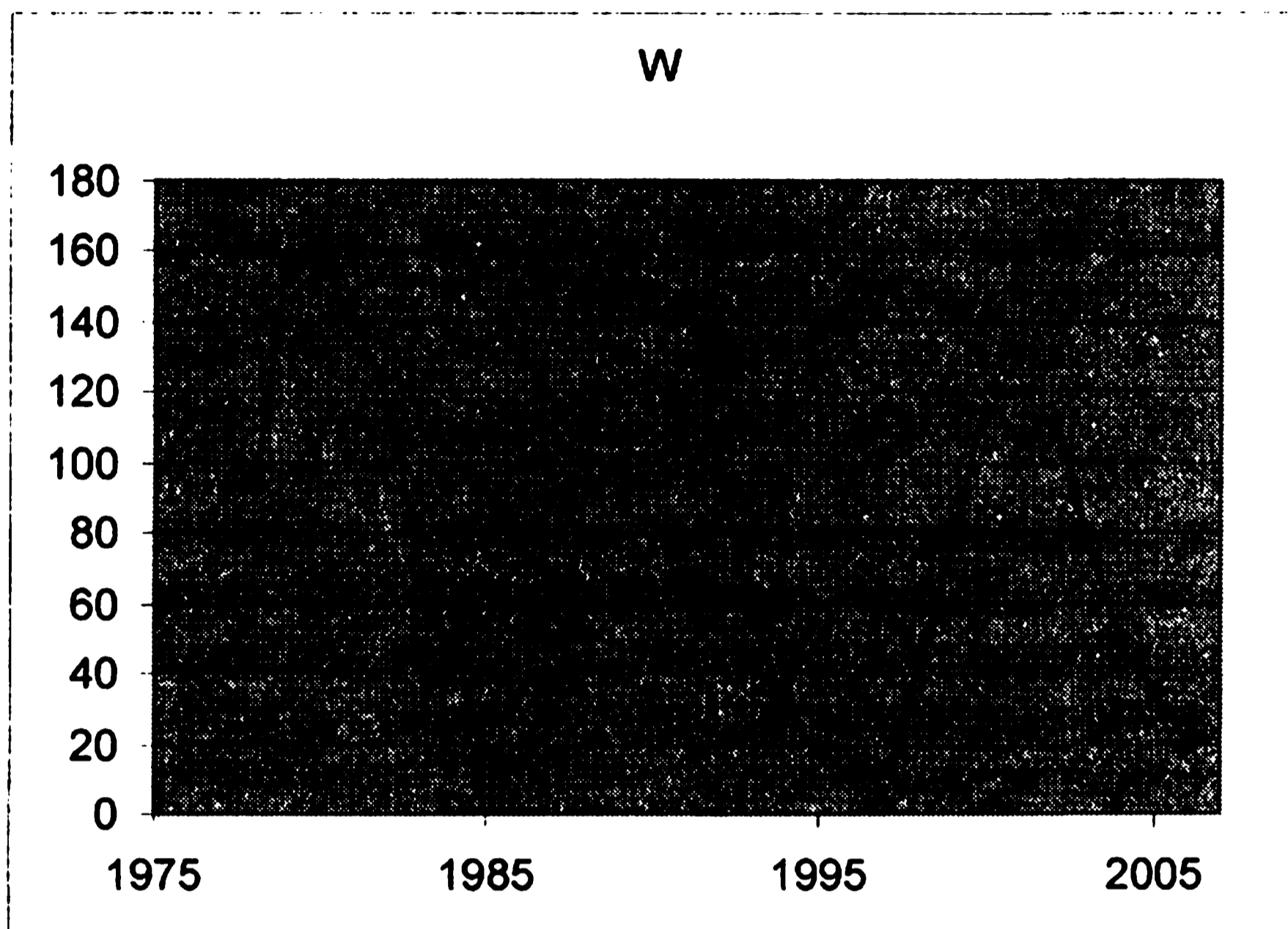


Рис. 10. График изменения чисел Вольфа

5. Звезды

1.

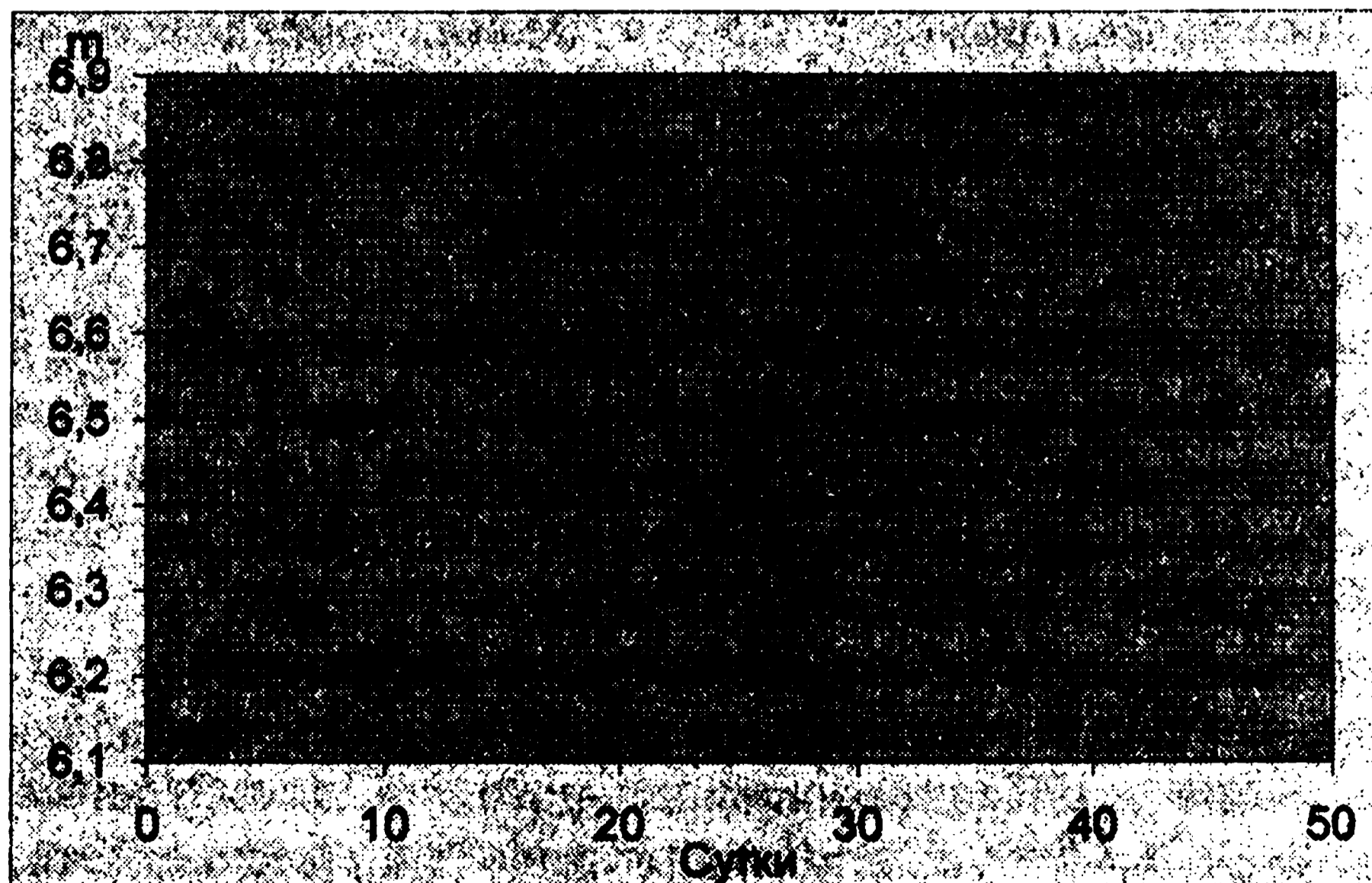


Рис. 11. График изменений видимой звездной величины

2. По графику определим период колебаний видимой звездной величины примерно 14–15 суток. Минимальное и максимальное значения видимой звездной величины равны соответственно 6,2 и 6,81, т. е. амплитуда $\approx 0,61$.

3. Эта звезда является долгопериодической цефеидой. Цефеиды – это пульсирующие звезды-гиганты, периодически меняющие свою яркость, спектральный класс, температуру поверхности.

Считается, что причиной пульсаций цефеид является изменение прозрачности гелия в недрах звезды (газ становится то нейтральным, то ионизованным), приводящее к колебаниям потока выходящего излучения.

6. Наша Галактика

1. По схеме определим, что Солнце находится на расстоянии $R \approx 8$ кпк от центра Галактики. По графику находим, что на расстоянии 8 кпк угловая скорость вращения $\omega = 0,006$ в год (более точные научные данные $\omega = 0,0061$), т. е. за один год Солнце делает поворот на угол $0,006$ за x лет Солнце сделает *полный* оборот, т. е. 360°

Находим, что один *полный* оборот вокруг центра Галактики Солнце совершает за:

$$T = (360^\circ \cdot 60' \cdot 60'') / 0,0061 = 212 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

2. Солнце движется с *линейной* скоростью $V = 2\pi R / T$, где $R \approx 8$ кпк (или $8 \cdot 10^3$ пк = $8 \cdot 10^3 \cdot 3,26$ световых года = $8 \cdot 10^3 \cdot 3,26 \cdot 10^{13} = 2,6 \cdot 10^{17}$ км), т. е. за секунду (1 год $\approx 3 \cdot 10^7$ с) Солнце пролетает ≈ 250 км.

3. Приравнивая *центростремительное* и *гравитационное* ускорения Солнца, получим, что масса Галактики равна:

$M_G = R_G V^2 / G$, где R_G – радиус Галактики (находим из сопоставления положения Солнца на схеме и рисунке). $R_G \approx 15$ кпк, а массу Галактики получаем = $4,6 \cdot 10^{41}$ кг или $\approx 10^{11}$ масс Солнца.

4. Из графика видно, что угловая скорость вращения уменьшается с удалением от центра Галактики, следовательно:

а) Галактика вращается не как твердое тело;

б) плотность звездного вещества различна, и наибольшая плотность вещества – в центре Галактики.

7. Выброс квазара 3C273

1. Видимое смещение выброса из ядра квазара составляет 1 деление или $2 \cdot 10^{-3}$ с дуги. Зная расстояние до квазара (600 Мпк), найдем линейное смещение: $2 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^8 \text{ пк} = 36 \cdot 10^{18} \text{ км}$. Смещение выброса произошло примерно за три года, т. е. скорость его движения равна

$V = 36 \cdot 10^{18} / 3 \cdot 3,16 \cdot 10^7 \text{ с} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ км/с}$, что больше скорости света.

2. Надо учитывать проекцию скорости квазара на направление его движения.

3. Абсолютная (M) и видимая (m) звездная величина связаны соотношением

$M = m + 5 - 5 \lg R$, где R – расстояние до светила, выраженное в парсеках (пк). Поэтому для квазара получаем $M_K = 12,8 + 5 - 5 \lg(6,33 \cdot 10^8) \approx -26,2$.

$L_{\text{КВ}} / L_{\text{С}} \approx 2,5^{(M_{\text{С}} - M_{\text{КВ}})} \approx 2,5^{31} \approx 2,2 \cdot 10^{12}$. Светимость квазара $L_{\text{КВ}} \approx 2,2 \cdot 10^{12} L_{\text{С}}$. Наша Галактика включает приблизительно 100 млрд. звезд, ее светимость

$L_{\text{Г}} \approx 10^{11} L_{\text{С}}$. Светимость квазара в сравнении со светимостью галактики $L_{\text{КВ}} \approx 22 \cdot L_{\text{Г}}$.

8. Изучение квазара 3C273

А. Масштаб спектра сравнения $u = (15,9 + 17,4 + 16,8) / 3 \approx 16,7 \text{ \AA/мм}$.

1. Линии в спектре квазара смещены к красному концу спектра, т. е. имеет место удаление квазара от наблюдателя. Для линий H_{δ} , H_{γ} , H_{β} смещения $\Delta\lambda$ равны 668, 685 и 768 \AA соответственно.

2. Определение скоростей движения $V = c \Delta\lambda/\lambda$ по эффекту Доплера дает значения 48850, 47350 и 47400 км/с соответственно.

3. Используя закон Хаббла $V = HR$, находим расстояние до квазара $R \approx 47500/75 \approx 633 \text{ Мпк}$.

Б. Потери массы.

Согласно соотношению Эйнштейна $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$. За $\Delta t = 1 \text{ с}$ квазар теряет энергию $\Delta E = L_{\text{К}} \Delta t \approx 10^{12} L_{\text{С}} \approx 4 \cdot 10^{38} \text{ Дж}$ и соответствующую ей массу $\Delta m \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ кг}$. Тогда за время $\Delta t = 10^8 \text{ лет} \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ с}$ в энергию перейдет масса $\Delta m \approx 4 \cdot 10^{21} \Delta t \approx 10^{37} \text{ кг}$.