

УДК 539.1  
ББК 22.344  
Д29

Делоне Н. Б. **Нелинейная оптика.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 64 с. — (Библиотека физико-математической литературы для школьников и студентов) — ISBN 5-9221-0428-4.

Излагается физика процесса взаимодействия света большой интенсивности с веществом. Обсуждаются новые явления, возникающие при этом: штарковский сдвиг атомных уровней, многофотонные процессы, светоиндуцированная рефракция, самофокусировка света и пр. Показывается, что основные законы классической оптики — закон Евклида о прямолинейном распространении света, закон независимости световых пучков, закон Эйнштейна для фотоэффекта, правило Стокса и др. — справедливы лишь при небольшой интенсивности света.

Для учащихся старших классов школ с углубленным изучением физики.

Ил. 21. Библиогр. 16 назв.

---

Учебное издание

*ДЕЛОНЕ Николай Борисович*

## **НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА**

Редактор *Н.Б. Бартошевич-Жагель*

Оригинал-макет: *Е.Ю. Морозов*

Оформление переплета: *А.А. Логунов*

ЛР № 071930 от 06.07.99. Подписано в печать 31.03.03.

Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 4. Уч.-изд. л. 4,4. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»

МАИК «Наука/Интерпериодика»

117997 Москва, Профсоюзная, 90

E-mail: fizmat@maik.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов

в ФГУП «Производственно-издательский комбинат ВИНТИ».

140010, г. Люберцы, Московская обл.,

Октябрьский пр-т, 403

ISBN 5-9221-0428-4



---

ISBN 5-9221-0428-4

© ФИЗМАТЛИТ, 2003

*Величие науки в том, что можно найти способ рассуждения, при котором закон становится очевидным.*

*Р. Фейнман*

## § 1. Введение

Основные законы, описывающие процесс взаимодействия излучения с веществом (иногда именуемые основными законами оптики), хорошо известны:

- закон Евклида прямолинейного распространения света;
- закон независимости световых пучков;
- закон отражения света от зеркальной поверхности;
- закон Снелла преломления света при его прохождении через границу двух прозрачных сред, имеющих различные коэффициенты преломления;
- закон Бугера поглощения света в прозрачной среде;
- закон Эйнштейна для фотоэффекта;
- второй постулат Бора;
- правило Стокса для частоты излучения при люминесценции.

Из этих законов первые пять входят в фундамент классической физики и носят макроскопический характер, а три последние входят в фундамент квантовой физики и носят микроскопический характер.

До середины XX века эти законы полагались незыблемыми. Они базировались на экспериментальном материале, накопленном к тому времени, и детальном развитии теории взаимодействия излучения с веществом.

Однако в середине XX века стало ясно, что *все перечисленные выше основные законы верны лишь при малой интенсивности излучения (т. е. при малой напряженности светового поля), а при большой интенсивности излучения (т. е. при большой напряженности поля) все эти законы в той или иной мере неверны.* Так, при большой интенсивности свет распространяется не прямолинейно, световые пучки взаимодействуют, квантовые законы Эйнштейна, Бора и Стокса носят качественно иной характер и т. д.

К настоящему времени основные черты процесса взаимодействия света большой интенсивности с веществом детально изучены, они составляют новый раздел оптики — *нелинейную оптику*.

Возможность проведения экспериментов с излучением большой интенсивности была обусловлена тем, что в середине XX века были созданы новые источники света — *лазеры*. Если максимальная интенсивность излучения любых источников монохроматического света, существовавших в долазерную эпоху, составляла величину порядка  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , то максимальная интенсивность излучения современных лазеров состав-

ляет величину порядка  $10^{20}$  Вт·см<sup>-2</sup>. Эта гигантская интенсивность лазерного излучения гораздо больше величины *атомной интенсивности излучения*, равной  $\sim 10^{16}$  Вт·см<sup>-2</sup>, той интенсивности излучения, при которой атом перестает существовать как связанная система! В основе такого большого различия между интенсивностями излучения лазеров и источников долазерной эпохи лежит принципиальное различие между характером излучения самих этих источников. Излучение любых долазерных источников является *спонтанным* (т. е. самопроизвольным), а лазерное излучение является *вынужденным*.

Нелинейной оптике, лазерам и лазерному излучению посвящено много монографий, ознакомление с содержанием которых требует, как правило, знания физики и математики на уровне первых трех курсов университетской программы для студентов, специализирующихся в области физики. Для учащихся, оканчивающих среднюю школу, можно лишь с большой долей оптимизма рекомендовать монографию [1], содержащую изложение основ нелинейной оптики. В начале исследований процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом было опубликовано несколько книг [2–5], посвященных нелинейной оптике и лазерам, написанных на уровне, более доступном для старших школьников, чем [1]. С содержанием этих книг стоит познакомиться тем из читателей, кто захочет обратиться в дальнейшем к книге [1], чтобы изучить основы нелинейной оптики детальнее, чем это можно сделать на основании предлагаемого материала.

Ввиду большого числа исследователей, упомянутых в тексте, в данном обзоре раздел “Персоналии” отсутствует; необходимую информацию читатель может получить из книги: Храмов Ю.А. Физики. Библиографический справочник. — М. Наука. 1983.

## § 2. Поглощение и испускание излучения атомом

**2.1. Атом Бора.** *Атомизм* — учение о дискретном (корпускулярном) строении вещества — возник еще в античной Греции, превратился в научную гипотезу в XVII веке нашей эры и получил первые экспериментальные подтверждения в конце XIX—начале XX века.

К началу XX века результаты экспериментальных исследований убедительно доказали существование атомов — мельчайших корпускул, из которых состоит любое вещество. Исходя из длин свободного пробега атомов до столкновений в газе, из величин межатомных расстояний в кристаллах, из численных значений констант в уравнении Ван-дер Вальса и из ряда других экспериментальных данных был по порядку величины оценен размер атома:  $r_a \sim 10^{-8}$  см.

К началу XX века трудами многих исследователей, в первую очередь Дж. Дж. Томсона и Ленарда, был установлен факт существования электрона, а так же оценены значения основных параметров, его характеризующих, — заряда, массы и размера.

Первая модель атома была предложена и детально описана Дж.Дж. Томсоном в 1904 году. Согласно этой модели, как заряд, так и масса атома распределены равномерно по объему шара радиусом порядка  $10^{-8}$  см. При этом отрицательные электроны равномерно вкраплены в сферу положительно заряженного вещества. Эта модель получила запоминающееся название “пудинг с изюмом”.

В 1906 году проблема исследования внутренней структуры атома привлекла внимание Резерфорда, одного из основателей современной физики атома. Именно ему и его сотрудникам удалось рядом опытов доказать, что атом имеет положительное ядро гораздо меньших размеров, чем сам атом.

Резерфорд экспериментально определял проникающую способность ускоренных  $\alpha$ -частиц (прим. 1), используя в качестве поглотителей тонкие металлические фольги. В этих экспериментах использовались  $\alpha$ -частицы, испускаемые при радиоактивном распаде атомных ядер, имеющие в атомных масштабах гигантские энергии — около 5 МэВ. Они регистрировались после прохождения через поглотители, вызывая световые вспышки, возникающие на сцинтилляторе (прим. 2).

Уже в первых опытах было обнаружено, что если в отсутствие поглотителя-фольги след от хорошо коллимированного пучка  $\alpha$ -частиц, прошедших через две диафрагмы, представляет собой пятно с резкой границей, то помещение в пучок даже очень тонкой фольги (толщиной  $\sim 10$  мкм) приводит к диффузному расплыванию пятна. Резерфорд понял, что причиной расплывания пятна на сцинтилляторе является рассеяние положительно заряженных  $\alpha$ -частиц в веществе фольги. Последующие экспериментальные исследования позволили обнаружить, помимо многих отклонений на малые углы, очень редкие, но очень большие отклонения  $\alpha$ -частиц от первоначального направления. Среди больших и редких отклонений наблюдались отклонения вплоть до углов порядка  $180^\circ$ . Это был поразительный результат, показывающий, что в веществе имеются редкие локальные области с которыми взаимодействуют  $\alpha$ -частицы. Такими областями могли быть лишь области с положительным зарядом — атомные ядра. Зная массу, заряд и энергию  $\alpha$ -частиц и величины углов, на которые они отклоняются при прохождении через фольгу, можно, используя законы классической механики, оценить то минимальное расстояние, на которое  $\alpha$ -частица приближается к ядру (прим. 3). Резерфорд определил, что это расстояние порядка  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  см. Это размер, на пять порядков величины меньший размера атома! Так было установлено существование чрезвычайно маленького положительно заряженного ядра у атомов, и тем самым возникла *ядерная модель атома*, играющая фундаментальную роль в атомной физике и в настоящее время.

Атом, состоящий из положительного ядра и отрицательного электрона (или нескольких электронов), связанных между собой электро-

статическими силами, с точки зрения классической физики должен представлять собой систему, в которой электрон (или электроны) вращаются вокруг ядра по замкнутым орбитам. Только такая система может быть стабильной. А стабильность атомов в начале XX века была, пожалуй, наиболее удивительной их чертой. Поэтому естественным первым шагом вслед за экспериментальным обнаружением ядерной модели атома было появление постулата о *планетарной модели атома*, подобной солнечной системе. Согласно этой модели в центре (на месте Солнца), находится положительно заряженное ядро, в котором сконцентрирована практически вся масса атома, а вокруг ядра обращаются по замкнутым орбитам (как планеты), отрицательные электроны. Они находятся от ядра на расстояниях, на много порядков величины превышающих его размер (рис. 1).

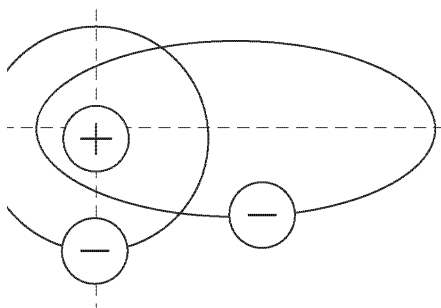


Рис. 1. Планетарная модель атома; + это положительно заряженное ядро атома (“Солнце”); – это отрицательно заряженные электроны, (“планеты”). Масштаб на этом рисунке совершенно не соответствует действительности: расстояние электронов от ядра атома (т. е. размер атома) в  $\sim 10^4$  раз больше размера ядра

Важным экспериментальным подтверждением планетарной модели атома явились результаты опытов по рассеянию атомом электронов, проведенных Франком и Герцем в 1913 году. Представлялось очевидным, что отрицательно заряженные электроны, падающие извне на атом, могут рассеиваться лишь при столкновении с одноименно заряженными электронами, связанными в атоме. Четкие максимумы, обнаруженные в зависимости вероятности рассеяния от энергии рассеивающихся электронов, изменявшейся в пределах от 1 до 15 эВ, дали прямое доказательство дискретности связанных состояний электрона в атоме. Действительно, если электроны вращаются вокруг ядра по определенным орбитам, то они находятся на определенном расстоянии от ядра и тем самым имеют вполне определенные энергии связи с ядром, проявляющиеся при рассеянии электронов. Результаты этих опытов явились существенным подтверждением справедливости планетарной модели атома.

Необходимо, однако, отметить, что планетарная модель атома противоречит законам электродинамики, одной из основных составляющих классической физики. Согласно электродинамике электрон, как

всякий заряд, вращаясь вокруг ядра, теряет энергию на излучение, движется по спиральной траектории и, в конце концов, должен “упасть” на ядро. Оценки “ времени жизни ” электрона в атоме, сделанные в рамках классической физики, дают величину порядка  $10^{-11}$  с (прим. 4). Это заключение очевидным образом противоречит чрезвычайной стабильности атомов и молекул, хорошо известной из результатов многочисленных опытов.

Несмотря на существование этого внутреннего противоречия, планетарная модель атома сыграла весьма существенную роль в развитии атомной физики, явившись одной из двух основных составляющих модели атома Бора.

Второй основной составляющей модели атома Бора были экспериментальные данные о спектрах поглощения и испускания излучения веществом. Начиная с исследований Кирхгофа и Бунзена (середина XIX века), обнаруживших подобие спектров поглощения и испускания для фиксированного вещества, начало бурно развиваться новое направление в исследованиях микроскопической структуры вещества — спектральный анализ. К началу XX века среди огромного экспериментального материала о спектрах поглощения и излучения были получены чрезвычайно важные для атомной физики данные о спектре атома водорода. Эти данные, совместно с планетарной моделью атома, позволили Бору в 1913 году построить модель атома, основу которой составили два знаменитых постулата Бора.

Обратимся к модели атома Бора.

Рис. 2 содержит результаты описания планетарной модели атома в рамках классической физики, полученные в рамках электростатики, механики Ньютона и закона сохранения энергии.

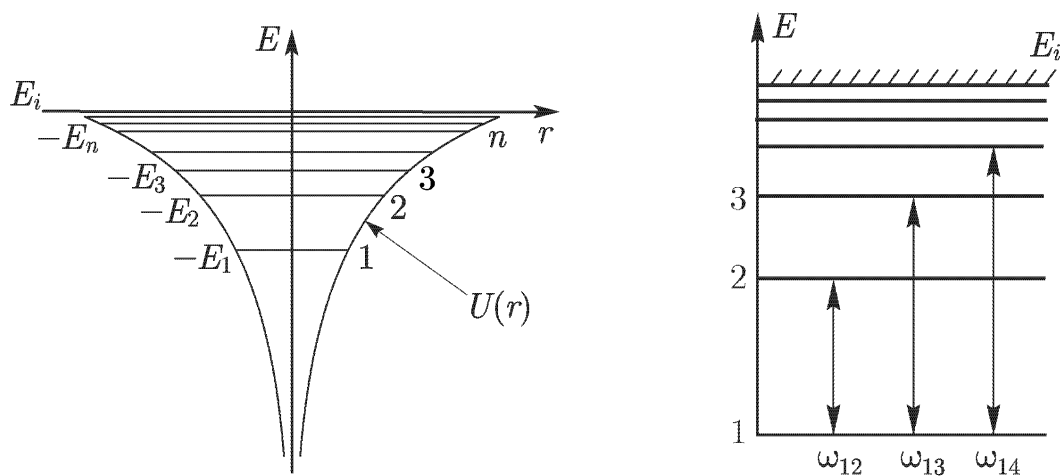


Рис. 2. Энергии связанных состояний электрона в атоме; 1 — основное состояние, 2, 3, ..., n — возбужденные состояния электрона;  $E_{1,2,3,\dots,n}$  — энергии соответствующих состояний, отсчитанные от потенциала ионизации атома — границы между спектром связанных и свободных состояний  $E_i$ ;  $\omega_{12,13,14}$  — частоты переходов из основного состояния 1 в возбужденные состояния 2, 3, 4

На рис. 2 приведен кулоновский потенциал взаимодействия отрицательно заряженного электрона с положительно заряженным ядром атома, расположенным в начале координат. Как известно, *закон Кулона*, один из основных законов электростатики, имеет вид

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2},$$

где  $F$  — сила взаимодействия зарядов  $e_1$  и  $e_2$ , а  $r$  — расстояние между ними. В интересующем нас случае атома водорода заряд ядра и заряд электрона численно равны, так что можно положить  $e_1 = e_2 = e$ . Соответственно потенциальная энергия электрона, вращающегося вокруг ядра, равна

$$U(r) = -\frac{e^2}{r},$$

т. е. определяется лишь расстоянием электрона от ядра. Потенциальная энергия электрона в атоме изображена сплошной кривой, асимптотически приближающейся к горизонтальной оси. Значение величины  $U(r)$  при  $r \rightarrow \infty$  принимается за ноль. Кинетическая энергия электрона, согласно классической механике, равна

$$E_e = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m},$$

где  $m$  — масса,  $v$  — скорость, а  $p = mv$  — импульс электрона. Полная энергия электрона равна, очевидно,  $E = E_e + U$ .

При отрицательной полной энергии,  $E < 0$ , т. е. когда  $E_e < U$ , электрон связан в атоме. Его движение в пространстве ограничено значениями  $r = r_{\max}$ , при которых  $E_e = 0$ , а  $E = U(r_{\max})$ . При положительной полной энергии,  $E > 0$ , т. е. когда  $E_e > U$ , электрон является свободным, он может уйти на бесконечность с кинетической энергией  $E_{e, \text{кин}} = E_e - U$ , что соответствует ионизации атома. Равенство  $E_e = U$  соответствует энергетическому порогу процесса ионизации атома, именуемому *потенциалом ионизации* и обозначенному  $E_i$ .

На рис. 2 к данным, следующим из планетарной модели атома, добавлены данные спектрального анализа. Такие величины, как потенциалы ионизации и энергии возбуждения атомов известны из результатов многочисленных экспериментов. По мере увеличения энергии возбуждения электрона в атоме номер связанных состояний  $n$  увеличивается от 1, номера основного состояния. Номера возбужденных состояний  $n > 1$  именуются главными квантовыми числами. Они также приведены на этом рисунке. Совокупность связанных состояний электрона в атоме принято называть *атомным спектром*.

Из рис. 2 видно, что спектр энергий возбужденных состояний является *ангармоничным* — по мере увеличения номера  $n$  связанных состояний различие между их энергиями уменьшается. Это очень важное обстоятельство, определяющее характер процесса взаимодействия

излучения с атомом. Так, если разница энергий между первыми возбужденными состояниями в атоме водорода имеет величину в несколько эВ, то по мере увеличения номера возбужденного состояния она быстро убывает, уже для состояний с  $n \sim 10$  составляя лишь десятые доли эВ.

На основании данных спектрального анализа энергии возбужденных электронных состояний атома водорода описываются формулой

$$E_n = -R(1/n^2) \quad (1)$$

в которой константа  $R = 13,6$  эВ называется *постоянной Ридберга*.

Другие атомы, имеющие в отличие от атома водорода много электронов, характеризуются качественно аналогичным строением электронной оболочки.

Исходя из приведенных выше данных, в 1913 году Бор предложил модель атома, описывающую процессы поглощения и испускания атомом квантов излучения. В научной литературе эта модель называется *атомом Бора*. В основе этой модели, помимо планетарной модели атома и спектральных данных, лежат два знаменитых *постулата Бора*.

Постулаты Бора формулируются следующим образом.

1. Атом является устойчивым лишь в некоторых стационарных состояниях, имеющих фиксированные энергии; любое изменение энергии атома происходит лишь при скачкообразном (квантовом) переходе из одного стационарного состояния в другое.

2. При переходе из одного стационарного состояния в другое атом поглощает или испускает излучение в виде кванта, имеющего энергию, равную разности энергий исходных стационарных состояний:

$$\Delta E_{ij} = \hbar\omega = |E_i - E_j|. \quad (2)$$

(В этом соотношении величина  $\hbar$  — это постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $\omega$  — частота излучения, а  $i, j$  — определенные значения главных квантовых чисел стационарных состояний.)

Помимо этих постулатов, по сути дела отражающих известные экспериментальные данные, Бор также выдвинул предположение, что электрон может находиться лишь на таких орбитах, на которых его момент количества движения (момент импульса) определяется соотношением

$$M = n\hbar, \quad (3)$$

в котором величины  $n$  и  $\hbar$  имеют те же значения, что и выше. Это так называемое *правило квантования орбит Бора*. Появление этого правила явилось логическим следствием соотношения (2): если энергии  $E_{i,j}$  электрона в атоме квантованы, то и импульс электрона также должен квантоваться.

Как второй постулат, так и правило квантования орбит были существенным шагом в физике начала XX века. Этот шаг означал расширение на атомы, а конкретно на электроны, связанные в атоме, области



проявления квантовой природы вещества. Этот шаг был сделан в том же направлении, в котором первый шаг был сделан Эйнштейном в виде его знаменитого уравнения для фотоэффекта.

Второй постулат (2) и правило квантования орбит (3) совместно со вторым законом механики Ньютона позволили Бору получить численные значения радиуса орбиты электрона, находящегося в основном (стационарном) состоянии, энергии связи электрона в этом состоянии, а также постоянной Ридберга. Найденные таким образом величины  $r_a$ ,  $E_i$  и  $R$  оказались в исключительно хорошем согласии с данными эксперимента (прим. 5). Это был подлинный триумф модели атома Бора!

Несмотря на этот триумф и последовавшее за ним успешное использование Боровской модели атома для описания атомов с многими электронами, нельзя не отметить внутреннюю противоречивость этой модели.

Наиболее парадоксально, что атом Бора представляет собою модель атома, в основе которой лежит как классическая физика (планетарная модель атома, второй закон механики Ньютона), так и квантовая физика (квантовый характер процессов поглощения и испускания излучения, второй постулат и правило квантования орбит). Несмотря на это, модель атома и постулаты Бора остались до настоящего времени в фундаменте квантовой физики как чрезвычайно важный этап в познании природы вещества на микроскопическом уровне. Конечно, сейчас хорошо известно, что электрон, связанный в атоме, как правило нельзя описывать как частицу, вращающуюся вокруг ядра атома по замкнутой орбите, что возбужденные состояния электрона в атоме являются не стационарными, а лишь квазистационарными состояниями (т. е. состояниями, в которых электрон находится лишь конечное, а не бесконечное время), что соотношение (2) необходимо дополнить определенными квантовыми правилами отбора состояний  $i$  и  $j$  из всех возможных состояний электрона в атоме и т. д. Однако все это лишь дополняет и развивает основные положения, заложенные Бором в его модель атома.

**2.2. Спонтанное излучение атома.** Рассмотрим атом, находящийся в возбужденном состоянии, т. е. атом, в котором электрон в результате внешнего воздействия перешел из основного состояния в какое-либо другое состояние с большей энергией. Будем для определенности рассматривать возбужденный атом водорода. При этом рассмотрении используем модель атома Бора.

Возбужденный атом *спонтанно* (самопроизвольно) испускает излучение, что приводит к уменьшению его энергии. Излучение испускается в виде кванта (или последовательности нескольких квантов), энергии которых удовлетворяют второму постулату Бора (2). Возбужденный атом излучает до тех пор, пока электрон не перейдет в основное состояние. Каскадный переход электрона из исходного возбужденного

состояния в основное состояние через ряд промежуточных возбужденных состояний возможен, конечно, лишь в том случае, если исходное состояние является достаточно высоковозбужденным (рис. 3).

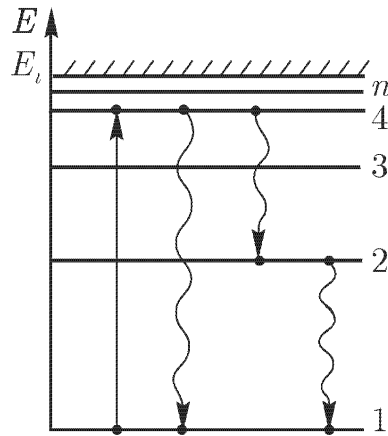


Рис. 3. Схема процесса спонтанного распада возбужденных состояний электрона в атоме: 1 — основное состояние, 2, 3, ...,  $n$  — возбужденные состояния электрона в атоме;  $E_i$  — потенциал ионизации атома. Прямая стрелка — вынужденный переход электрона из основного состояния в возбужденное состояние при поглощении кванта излучения; волнистые стрелки — спонтанные переходы электрона из возбужденных состояний в основное состояние при испускании квантов спонтанного излучения; переход  $4 \rightarrow 1$  именуется *прямым*, а переход  $4 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  — *каскадным* переходом

Сам факт спонтанного перехода электрона из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией следует из уравнений Максвелла. Первое последовательное описание этого процесса было дано в конце XIX века Лоренцем, использовавшим гармонический осциллятор в качестве модели атома. Если рассмотреть процесс колебаний двух шариков, имеющих разноименные заряды и соединенных пружиной, то механический осциллятор превращается в диполь. Колебания диполя соответствуют возникновению тока, который генерирует электромагнитное поле, что приводит к затуханию колебаний, амплитуда которых уменьшается во времени. В рамках такой относительно простой модели получается постоянная затухания осциллятора порядка  $10^8 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует времени жизни возбужденного состояния электрона в атоме порядка  $10^{-8} \text{ с}$  (см., например, [6]).

Процесс спонтанной релаксации электрона в состояние с меньшей энергией, приводящий к испусканию кванта спонтанного излучения, является *случайным* как по моменту времени, когда он происходит после возбуждения атома, так и по направлению, в котором вылетает электрон. Закономерной является лишь энергия (частота) испускаемого кванта излучения, она определяется вторым постулатом Бора. Поэтому процесс спонтанной релаксации электрона и испускания кванта спонтанного излучения можно характеризовать лишь его вероятностью.

Вероятность нахождения электрона в возбужденном состоянии экспоненциально уменьшается во времени:

$$W = W_0 \exp(-t/\tau).$$

Так как процесс излучения является самопроизвольным, то его количественной характеристикой является постоянная этой экспоненты  $\tau$ , показывающая, за какое время вероятность уменьшается в  $e$  раз. Величина постоянной экспоненты именуется *временем жизни электрона в возбужденном состоянии* (рис. 4). Численно время жизни зависит от

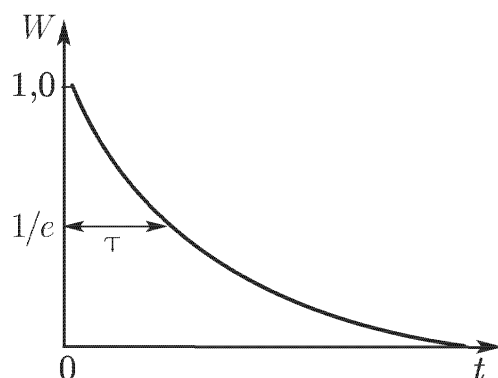


Рис. 4. Зависимость вероятности  $w$  излучения спонтанного кванта от времени  $t$  после возбуждения атома в момент  $t = 0$ ; величина  $\tau$  — характерная величина времени жизни электрона в возбужденном состоянии, так называемое *естественное* время жизни

конкретной атомной структуры и конкретного перехода, т. е. конкретных начального и конечного состояний. В случае перехода электрона из первых возбужденных состояний в основное состояние атома времена жизни электрона в возбужденных состояниях имеют величину порядка  $10^{-8}$  с.

Как сам факт экспоненциального распада возбужденных состояний электрона в атоме, так и конкретные величины постоянной распада определялись в различных экспериментах. В качестве иллюстрации можно привести эксперимент известного немецкого физика Вина, в котором он фотографировал излучение, испускавшееся пучком возбужденных атомов, свободно распространяющихся в вакууме. На полученных фотографиях, сделанных в направлении, нормальном к оси пучка, четко наблюдалось ослабление пучка по мере его распространения. Так как в вакууме роль столкновений атомов была сведена к минимуму, то ослабление пучка можно было целиком отнести за счет спонтанного распада атомов. По фотографиям пучка определялось то расстояние, на котором пучок атомов ослаблялся в  $e$  раз. Исходя из этого расстояния и скорости движения атомов определялась величина времени жизни возбужденных атомов  $\tau$ .

Приведенное выше численное значение времени жизни возбужденных состояний порядка  $10^{-8}$  с типично для первых возбужденных

состояний в спектре атома. По мере увеличения главного квантового числа состояний (величины  $n$ ) время жизни электрона в этих состояниях возрастает как  $n^3$ . Помимо этой систематической зависимости имеются и редкие, но большие отклонения от типичных величин  $\tau$  в сторону увеличения времени жизни, определяемые конкретными квантовыми числами обоих состояний — начального и конечного. Такие экстремально долгоживущие возбужденные состояния называются *метастабильными*, их существование весьма существенно для создания лазеров (см. ниже).

Сам факт спонтанной релаксации возбуждения атома за счет испускания кванта излучения показывает, что термин “*стационарные* состояния” электрона в атоме, введенный Бором, не является оптимальным. Эти состояния правильно называть *квазистационарными*. Вводя свой термин “*стационарные* состояния”, Бор безусловно знал все сказанное выше, однако он хотел подчеркнуть гигантское различие между временем жизни электрона в возбужденном состоянии ( $\geq 10^{-8}$  с) и временем обращения электрона по орбите вокруг ядра, по порядку величины равным  $10^{-17}$  с.

Другим важным свойством спонтанного излучения является случайное направление, в котором оно испускается. Для ансамбля атомов это означает, что спонтанное излучение испускается в полный телесный угол. Это одна из причин, почему нельзя создать высокоинтенсивный источник спонтанного излучения. Любая оптическая система, используемая для сбора спонтанного излучения, испускаемого в полный телесный угол, будет иметь большой размер мнимого источника. А как известно из геометрической оптики, размер области локализации излучения при его фокусировке не может быть меньше размера мнимого источника. Попросту это означает, что спонтанное излучение нельзя хорошо сфокусировать.

Из приведенных выше характеристик спонтанного излучения атома следует, что спонтанное излучение ансамбля атомов *некогерентно*, т. е. отсутствует какая-либо согласованность в излучении отдельных атомов, составляющих ансамбль (прим. 6).

Типичным примером спонтанного излучения является излучение газосветных ламп. В таких лампах, как правило, атомы рабочей среды в виде газа возбуждаются электрическим разрядом и излучают на различных переходах так, что суммарное излучение не является монохроматическим. В научных исследованиях используется монохроматическое спонтанное излучение спектральных ламп, которые наполняются специально подобранной газообразной средой, отличающейся линией или рядом линий излучения с высокой интенсивностью, расположенных в заданной области спектра. В качестве хорошо известного примера можно указать на ртутную лампу, которая дает яркое излучение в видимом диапазоне частот на ряде линий с длиной волны от 300 до 600 нм, чему соответствует энергия квантов от  $\cong 4$  до  $\cong 2$  эВ.

Максимальная интенсивность монохроматического спонтанного излучения спектральных ламп, которую можно реализовать на мишени, собирая и направляя излучение специальными оптическими системами, составляет величину порядка  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Сам факт спонтанной релаксации возбуждения атома за счет испускания квантов спонтанного излучения объясняет стабильность атомов в природе, казавшуюся загадкой в течении многих лет. Действительно, если бы возбужденные состояния атома были на самом деле стационарными, т. е. неизменными во времени, то возбуждение атома в результате различных внешних воздействий постепенно достигало величины, превышающей энергию связи электрона в атоме, электрон становился бы свободным, а нейтральный атом превращался бы в положительный ион. Именно процесс спонтанной релаксации возбуждения обуславливает стабильность атома.

Спонтанное излучение является результатом релаксации возбуждения не только атомов, но также и молекул, атомарных и молекулярных ионов и других квантованных сред.

В заключение еще раз напомним, что еще совсем недавно, вплоть до середины XX века, любое излучение, возникающее самопроизвольно в природе или создаваемое исследователями, всегда представляло собой спонтанное излучение. Лишь во втором десятилетии XX века Эйнштейн доказал теоретически, что излучение может быть не только спонтанным, а и вынужденным. Это было подтверждено в середине XX века экспериментами Прохорова и Басова в России и Таунса в США, которые независимо и практически одновременно создали генератор вынужденного излучения ансамбля молекул, так называемый *молекулярный генератор*, или *лазер*.

**2.3. Вынужденное излучение.** Рассмотрим атом, находящийся в основном состоянии. Снова используем модель атома Бора. Рассмотрим тот частный, но важный случай, когда атом находится в поле монохроматического излучения, частота которого  $\omega$  равна частоте перехода электрона из основного состояния в определенное возбужденное состояние:  $\hbar\omega = |E_n - E_1|$ . В таком случае принято говорить о наличии *резонанса* между частотой внешнего излучения и частотой перехода электрона в спектре возбужденных состояний атома, а внешнее излучение именовать *резонансным излучением*. В 1916 году Эйнштейн, описывая процесс резонансного взаимодействия излучения с атомом, показал, что помимо спонтанного излучения должно существовать также и *вынужденное (индуцированное) излучение* возбужденного атома. Вынужденное излучение возникает в результате воздействия на атом электромагнитного поля внешнего резонансного излучения. Существует критическая величина напряженности внешнего резонансного поля, при достижении которой спонтанное излучение возбужденного атома трансформируется в вынужденное излучение.

Рассмотрим упрощенную модель атома Бора — *двухуровневый атом*, взаимодействующий с внешним резонансным излучением. Термин “двухуровневый атом”, широко используемый в физике, означает, что из всего бесконечно большого числа связанных электронных состояний в атоме по определенным причинам можно выделить два состояния (два атомных уровня). В данном случае выделение двух уровней обусловлено наличием резонанса между частотой перехода между ними и частотой внешнего излучения.

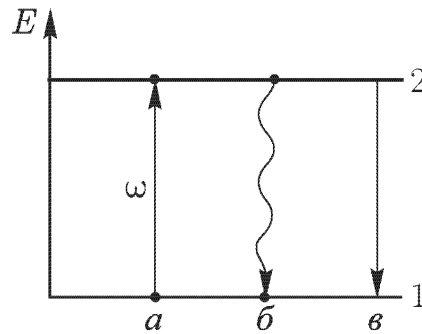


Рис. 5. Возможные процессы фотовозбуждения и фотораспада атома; *a* — вынужденный переход электрона из основного состояния 1 в возбужденное состояние 2 в результате поглощения кванта внешнего излучения; *б* — спонтанный распад возбужденного состояния 2 в основное состояние 1; *в* — вынужденный переход электрона из возбужденного состояния 2 в основное состояние 1 под действием сильного поля излучения на резонансной частоте  $\omega = \omega_{12}$

Согласно Эйнштейну, в рассматриваемом случае могут реализоваться три процесса, приводящие к переходам электрона между резонансными состояниями (рис. 5):

*a* — возбуждение атома, т. е. вынужденный переход электрона из состояния 1 в состояние 2 в результате поглощения кванта излучения — *вынужденное поглощение излучения*;

*б* — спонтанный распад возбужденного состояния, т. е. самопроизвольный переход электрона из состояния 2 с большей энергией в состояние 1 с меньшей энергией — *спонтанное испускание излучения*;

*в* — *вынужденный* переход электрона из состояния 2 в состояние 1, происходящий под действием внешнего поля резонансного излучения — *вынужденное испускание излучения*.

Таким образом, при наличии внешнего резонансного излучения атом может испускать излучение как спонтанное, так и вынужденное, и соответствующие процессы испускания излучения являются конкурирующими.

Общим свойством спонтанного и вынужденного излучений в двухуровневом атоме является частота излучения, которая одинакова и определяется вторым постулатом Бора:  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ .

Все остальные свойства спонтанного и вынужденного излучений принципиально различаются.

Во-первых, вынужденное излучение отличается от спонтанного тем, что *излучаемый фотон полностью аналогичен фотонам возбуждающего излучения* — он распространяется в том же направлении и имеет ту же поляризацию. В том случае, когда возбуждающее излучение взаимодействует не с изолированным атомом, а с ансамблем атомов, это означает, что вынужденное излучение ансамбля атомов *когерентно* (прим. 6, см. также [7]).

Во-вторых, вероятность излучения вынужденного фотона определяется интенсивностью внешнего вынуждающего излучения, под воздействием которого происходит процесс вынужденного испускания излучения атомом. Это означает, что в принципе процесс вынужденного излучения всегда может полностью доминировать над конкурирующим ему процессом спонтанного излучения. Для этого достаточно использовать внешнее излучение большой интенсивности. Как показывают расчеты, критическая величина интенсивности излучения, при которой вероятность спонтанного излучения пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью вынужденного излучения, совсем не велика,  $I_{кр} \sim \sim (10-100) \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Эксперименты подтверждают эту оценку. Эта величина равна или лишь незначительно превышает предельную интенсивность монохроматического излучения, которую можно получить от источников спонтанного излучения, широко используемых в оптике, — спектральных ламп.

Обратимся снова к рис. 5 и рассмотрим интересующий нас случай, когда интенсивность внешнего излучения резонансной частоты  $\omega = \omega_{12}$  не мала, т. е.  $I > I_{кр}$ , что позволяет пренебречь спонтанными переходами из состояния 2 в состояние 1 по сравнению с вынужденными переходами.

Запишем для таких условий соотношения, описывающие поглощение и испускание резонансного излучения на переходе между состояниями двухуровневой системы 1–2. Скорость изменения заселенности состояния 1 описывается соотношением

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_{12}N_1;$$

здесь  $w_{12} = \sigma_{12}I$ , где  $w$  — вероятность, а  $\sigma$  — эффективное сечение перехода электрона из состояния 1 в состояние 2, происходящего в результате поглощения кванта внешнего излучения, а  $I$  — интенсивность излучения. Скорость изменения заселенности состояния 2 в результате перехода электрона в состояние 1 с испусканием кванта резонансного излучения описывается аналогичным соотношением:

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{21}N_2,$$

где  $w_{21} = \sigma_{21}I$ . В той же работе 1916 года, о которой уже шла речь выше, Эйнштейн показал, что сечения процессов вынужденного испускания и вынужденного поглощения резонансного излучения в двухуровневой системе равны друг другу, что позволяет в дальнейшем полагать  $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma$  (прим. 7).

Рассмотрим среду, состоящую из двухуровневых атомов. Направим на эту двухуровневую среду волну внешнего излучения интенсивности  $I$  и частоты  $\omega = \omega_{12}$  и посмотрим, как будет изменяться интенсивность излучения при прохождении через резонансную среду. Изменение интенсивности излучения будет, очевидно, описываться выражением

$$\frac{dI}{dZ} = \sigma I(N_2 - N_1),$$

которое следует из уравнений для заселенностей состояний двухуровневой системы, приведенных выше.

Из соотношения для изменения интенсивности излучения видно, что если среда находится в состоянии термодинамического равновесия, когда в соответствии с распределением Больцмана  $N_2 = N_1 \exp(-E/kT) < N_1$ , то она поглощает внешнее излучение, переводя электроны из нижнего состояния 1 в верхнее состояние 2.

Однако в принципе можно создать среду, находящуюся в течение определенного времени в неравновесном состоянии с обратным соотношением между заселенностями нижнего и верхнего состояний  $N_2 > N_1$ . Такое состояние именуется *инверсией заселенности* квантовой среды, а сама среда — *активной средой*. При прохождении световой волны через активную среду интенсивность излучения увеличивается за счет вынужденного излучения, возникающего при переходах электронов из верхнего состояния 2 в нижнее состояние 1.

Возможность создания инверсной заселенности в квантовой рабочей среде определяется конкуренцией между скоростью накачки рабочей среды внешним излучением, т. е. скоростью заселения состояния 2 с большей энергией и скоростью спонтанного перехода электрона из этого состояния в состояние 1 с меньшей энергией. Скорости спонтанных переходов в состояния с меньшей энергией существенно зависят от квантовых чисел, характеризующих связанные электронные состояния в атомном спектре. Тот случай, когда верхнее состояние в двухуровневой системе является метастабильным, очевидным образом способствует созданию инверсной заселенности на таком переходе, в котором метастабильное состояние является верхним состоянием двухуровневой системы.

Практическая возможность осуществления инверсии заселенности в рабочей среде и трансформации спонтанного излучения в вынужденное излучение лежит в основе создания источников вынужденного когерентного излучения — мазеров и лазеров.



### § 3. Лазеры и лазерное излучение

**3.1. Принципы действия лазера.** Лазеры являются источниками *вынужденного излучения* светового диапазона частот. Этим лазеры принципиально отличаются от любых других источников излучения светового диапазона частот, излучение которых является спонтанным. (Термин “лазер” является аббревиатурой следующего английского выражения: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation; вместо термина “лазер” в русскоязычной научной литературе иногда используется эквивалентный ему термин *квантовый генератор*.) Источники вынужденного излучения созданы не только в световом диапазоне частот, но и в микроволновом диапазоне. Они именуются *мазерами*.

Первый источник вынужденного излучения — мазер — был создан в 1954 году одновременно и независимо А.М. Прохоровым и Н.Г. Басовым с коллективом своих сотрудников в Физическом институте Академии Наук в Москве и Ч. Таунсом с сотрудниками в Колумбийском университете в Нью Йорке. Через несколько лет в ряде научных лабораторий нескольких стран были созданы первые лазеры различных типов.

Все преимущества лазерного излучения по сравнению с излучением любых других источников — экстремально малая расходимость, экстремально большая интенсивность, экстремально узкая линия и экстремально малая длительность импульса излучения — определяются тем, что лазерное излучение является вынужденным.

Для создания лазера необходимо решить три основные задачи.

Первая задача — выбор оптимальной *квантовой рабочей среды*, т. е. среды, в которой электроны могут находиться в определенных состояниях с фиксированной энергией и могут переходить между этими состояниями, испуская и поглощая свет. Этой средой может быть газ, пары жидкости или твердого тела, плазма, жидкость, кристалл, активированное стекло, полупроводник. Избранная среда является оптимальной, если в ней присутствуют переходы между связанными электронными состояниями в необходимом диапазоне частот и имеются такие состояния, на которых можно реализовать инверсию их заселенностей.

Вторая задача — создание *источника накачки рабочей среды*, превращающего ее в *активную рабочую среду*, в которой атомы возбуждаются, поглощая излучение накачки, и достигается *инверсия заселенности* возбужденных состояний на определенном рабочем переходе с заданной частотой.

Третья задача — создание *резонатора*, в котором спонтанное излучение активной рабочей среды может накапливаться до той критической интенсивности, при которой оно превращается в вынужденное излучение; резонатор помимо этого формирует волну вынужденного излучения, выходящую из него в свободное пространство.

На практике для создания лазера необходимо решить еще много других задач, о некоторых из которых пойдет речь ниже. Но три указанные выше задачи являются основными.

**3.2. Устройство типичного лазера.** Сначала обратимся к первой задаче — выбору рабочей среды. Вне зависимости от характера рабочей среды (газ, жидкость, твердое тело) очевидно, что она должна быть *квантованной средой*, т. е. средой, в которой электроны могут находиться лишь в определенных связанных состояниях, характеризующихся определенными энергиями связи. Переходы электрона между этими состояниями (*уровнями* в атомах и молекулах, *зонами* в твердых телах) происходят в результате поглощения или испускания резонансного излучения, энергия кванта которого соответствует разности энергий связанных электронных состояний.

Эти связанные электронные состояния должны удовлетворять следующим двум основным требованиям.

Первое требование — наличие в спектре возбужденных электронных состояний такой пары состояний, энергия перехода электрона между которыми соответствует требуемой частоте излучения создаваемого лазера.

Второе требование — избранный переход должен быть оптимальным с точки зрения реализации на нем инверсии заселенности верхнего состояния. Максимальная инверсия заселенности определяется свойствами обоих состояний, как верхнего, так и нижнего. Верхнее состояние (состояние с большей энергией) в этом переходе должно иметь максимально возможное время жизни при спонтанном переходе в нижнее состояние. Оптимальным является так называемое *метастабильное верхнее состояние*, время жизни электрона в котором на несколько порядков величины превышает типичное значение времени

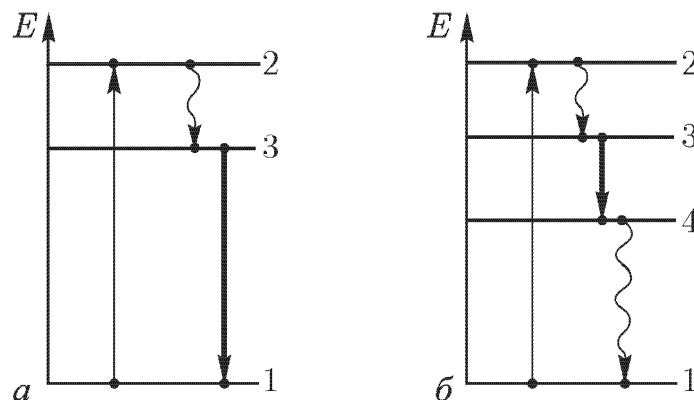


Рис. 6. Схемы трехуровневого (а) и четырехуровневого (б) лазеров; вынужденное излучение изображено при помощи прямых, жирных стрелок; а — при трехуровневой схеме инверсия заселенности рабочего уровня 3 осуществляется относительно основного состояния 1; б — при четырехуровневой схеме инверсия заселенности на уровне 3 осуществляется относительно заселенности возбужденного состояния 4

жизни для состояний с данной величиной главного квантового числа. В качестве нижнего состояния предпочтительнее иметь не основное, а возбужденное состояние электрона в атоме. Дело в том, что исходно электрон находится в основном состоянии. Поэтому для создания инверсии заселенности по отношению к основному состоянию необходимо иметь в возбужденном состоянии более половины всех электронов. Такая схема переходов электрона в рабочей среде лазера называется *трехуровневой схемой* (рис. 6, а). Если в качестве нижнего состояния использовать возбужденное состояние электрона, то его заселенность всегда будет меньше заселенности основного состояния. Это позволит реализовать инверсию заселенности верхнего состояния при наличии на нем менее половины электронов. Такая схема называется *четырёхуровневой схемой* (рис. 6, б). Переход в спектре квантовой рабочей среды, на котором осуществляется инверсия заселенности электронных

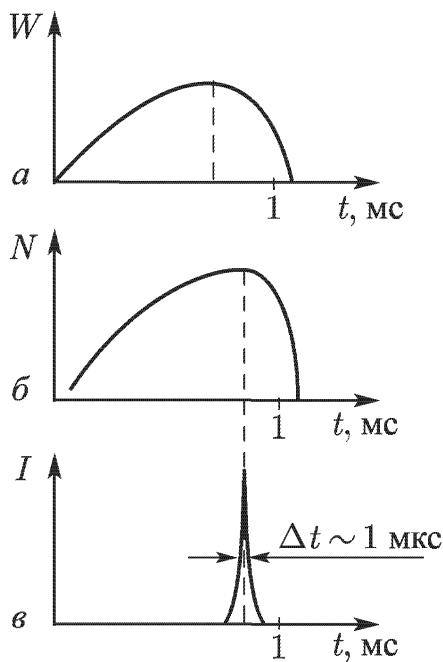


Рис. 7. Распределения во времени: излучения накачки рабочей среды (а), инверсии заселенности рабочего уровня (б), вынужденного излучения, возникающего в резонаторе (в)

возбужденных состояний, именуется *рабочим переходом*. Инверсия заселенности постепенно возрастает к концу импульса излучения накачки (рис. 7, б).

Наконец решение третьей задачи — помещения активной рабочей среды в резонатор, осуществляется путем использования двух параллельных зеркал, имеющих вполне определенные коэффициенты отражения и пропускания на частоте рабочего перехода в спектре атома (прим. 8). Это так называемый *открытый резонатор*, т. е.

возбужденных состояний, именуется *рабочим переходом*.

Для практического решения второй задачи — накачки рабочей среды, т. е. превращения ее в активную рабочую среду, в которой реализована инверсия заселенности возбужденных состояний, обычно используются импульсные газосветные лампы различной конструкции и мощности. В газе, наполняющем такую лампу, создается высоковольтный разряд при замыкании цепи, состоящей из лампы и предварительно заряженной батареи конденсаторов. Спектр излучения такой лампы имеет непрерывный характер. Типичная длительность импульса излучения накачки порядка 1 мс (рис. 7, а). Взаимодействие излучения накачки с рабочей средой приводит к возбуждению атомов в различные состояния, развитию каскада спонтанных переходов электронов из верхних состояний в нижние и к созданию инверсии заселенности верхнего состояния на вы-

резонатор без боковых стенок. Такой резонатор представляет собой интерферометр Фабри–Перро, давно и хорошо известный и широко используемый в спектроскопии (прим. 9). Резонатор накапливает те кванты спонтанного излучения на частоте рабочего перехода, которые исходно распространяются вдоль оси резонатора. Эти кванты излучения остаются в резонаторе, поочередно отражаясь от составляющих резонатор зеркал, а все прочие кванты улетают из объема резонатора в различные стороны. При этом возрастает интенсивность излучения, имеющего частоту рабочего перехода и распространяющегося вдоль оси резонатора. Резонатор представляет собой усилитель излучения с обратной связью, т. е. генератор лазерного излучения. (Именно это обстоятельство дает основание для использования в русскоязычной научной литературе термина “*квантовый генератор*”, тождественного термину лазер.)

Установившееся внутри резонатора поле излучения имеет определенную пространственную структуру, определяемую степенью параллельности зеркал, геометрией рабочей среды, наличием конструктивных элементов, на которых возникает дифракция излучения, эффективностью излучения накачки рабочей среды. Тип установившегося поля резонатора именуется термином мода. Так, излучение, распространяющееся строго вдоль оси резонатора, формирует аксиальную моду, а распространяющееся под углом к оси — боковую моду.

Когда интенсивность излучения, накопленного в резонаторе, достигает критической величины, процесс спонтанного излучения атомов, оставшихся к тому времени в верхнем состоянии, превращается в вынужденный процесс. При этом число вынужденно излученных квантов за короткий интервал времени экспоненциально возрастает до тех пор, пока не ликвидируется инверсия заселенности верхнего состояния. Возникает короткий (порядка 1 мкс) импульс когерентного лазерного излучения (рис. 7, в). Такой режим работы лазера принято называть *режимом свободной генерации излучения*.

Очевидно, что особое внимание необходимо уделять параллельности зеркал, составляющих резонатор. Также требуются и оптимальные величины коэффициентов отражения этих зеркал. Одно из зеркал должно иметь коэффициент отражения, максимум близкий к 100 %, а другое зеркало — несколько меньший и, тем самым, иметь определенный коэффициент пропускания на рабочей частоте. Через это зеркало лазерное излучение выводится в окружающую среду.

При выходе излучения из резонатора возникает явление дифракции излучения на выходной апертуре, которой (в зависимости от конструкции лазера) может являться диафрагма, установленная на оси резонатора, внешняя поверхность кристаллического или стеклянного стержня, представляющего собой рабочую среду твердотельного лазера, механическое крепление кристалла или стекла в твердотельных лазерах или оправа выходного зеркала. Из-за наличия дифракции

распределение излучения по фронту волны вне резонатора никогда не является равномерным, оно имеет максимум на оси резонатора и плавно спадает на краях.

В конструкции лазерного резонатора исключительное значение имеет параллельность зеркал, определяющая качество лазерного излучения. Лишь при очень высокой параллельности зеркал в резонаторе устанавливается волна излучения, имеющая плоский фронт, перпендикулярный оси резонатора. Тем самым и излучение, выходящее из резонатора через выходное зеркало, параллельно оси резонатора. Соответственно, как это следует из геометрической оптики, такое излучение можно сфокусировать в кружок, имеющий диаметр порядка длины волны излучения, т. е. порядка микрона. Очевидно, что экстремально малый кружок фокусировки позволяет на много порядков величины увеличить интенсивность излучения по сравнению с интенсивностью несфокусированного излучения.

Блок-схема описанного выше лазера приведена на рис. 8.

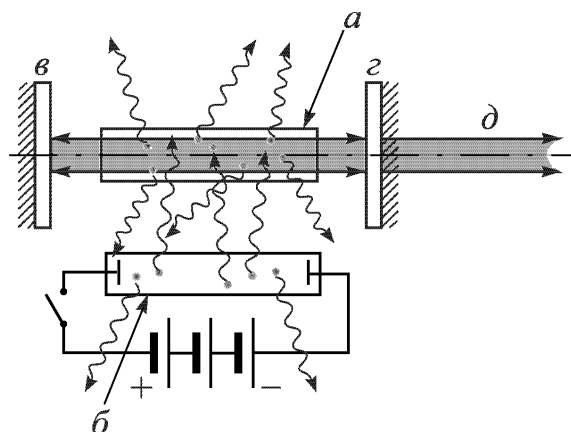


Рис. 8. Блок-схема лазера: *а* — рабочая среда, *б* — источник излучения накачки рабочей среды (импульсная лампа), *в*, *г* — резонатор, состоящий из полностью отражающего (*в*) и частично прозрачного (*г*) зеркал; волнистые стрелки — спонтанное излучение, прямые стрелки — вынужденное излучение рабочей среды

Конкретные конструкции лазеров весьма многочисленны [8]. Нас интересуют те лазеры, которые позволяют получать излучение высокой интенсивности. Это лазеры, испускающие когерентное излучение в виде импульсов различной длительности от нано- до фемтосекунд. Интенсивность излучения тем больше, чем меньше длительность импульса. Эту закономерность легко понять исходя из соотношения, связывающего интенсивность излучения  $I$ , т. е. энергию излучения, проходящую через единицу площади в единицу времени, с основными параметрами, характеризующими лазерное излучение:

$$I = \frac{Q}{s\tau} = N \frac{\hbar\omega}{s\tau}, \quad (4)$$

где  $Q = N\hbar\omega$  — энергия излучения в импульсе,  $N$  — число квантов излучения,  $\hbar\omega$  — энергия кванта,  $s$  — сечение пучка лазерного излучения, а  $\tau$  — длительность импульса излучения. Как видно из этого соотношения, если при уменьшении длительности импульса излучения  $\tau$  энергия в импульсе  $Q$  остается неизменной (или уменьшается незначительно), то уменьшение длительности импульса  $\tau$  приводит к соответствующему увеличению интенсивности излучения  $I$ . Аналогичным образом к увеличению интенсивности излучения приводит и его фокусировка, уменьшающая величину  $s$ . Именно на этом и основаны различные методы повышения интенсивности излучения.

Ввиду многочисленности различных конструкций лазеров рассмотреть их здесь нет возможности. Поэтому приходится ограничиться рассмотрением ниже, в п. 3.4, лишь одной, но наиболее распространенной конструкции — лазера на кристалле рубина с модуляцией добротности резонатора.

Однако прежде обратимся к численным данным, характеризующим основные свойства лазерного излучения.

**3.3. Основные свойства лазерного излучения.** Из сказанного выше следует, что нас интересует лазерное излучение большой интенсивности, которое можно реализовать лишь при работе лазера в импульсном режиме. Поэтому обобщенные данные об основных свойствах лазерного излучения будут приведены лишь для импульсных лазеров. Обратимся к краткой информации о численных значениях основных параметров, характеризующих излучение импульсных лазеров.

— *Частота излучения.* Диапазон частот, в котором можно реализовать лазерное излучение большой интенсивности, простирается от инфракрасной до ультрафиолетовой области. Если обратиться к более удобным для нас величинам энергий квантов излучения, то границей в инфракрасной области является величина  $\hbar\omega \cong 0,1$  эВ, а в ультрафиолетовой области —  $\hbar\omega \cong 5$  эВ. При этом большие интенсивности излучения можно реализовать в этом диапазоне лишь на отдельных частотах. При необходимости получать большие интенсивности излучения как правило используются: лазер на углекислом газе ( $\hbar\omega \cong 0,1$  эВ); лазер на стекле, активированном неодимом ( $\hbar\omega \cong 1,2$  эВ); лазер на кристалле рубина ( $\hbar\omega \cong 1,7$  эВ); лазер на кристалле алюмо-итриевого граната ( $\hbar\omega \cong 2,5$  эВ); лазеры на ряде эксимерных молекул благородных газов ( $\hbar\omega \cong 4-5$  эВ).

— *Степень монохроматичности  $\Delta\omega/\omega$*  лазерного излучения в зависимости от конструкции лазера может изменяться в широких пределах от  $10^{-8}$  до  $10^{-4}$ .

— *Энергия в импульсе излучения* обычно составляет величину, лежащую в интервале от нескольких сотых долей джоуля до нескольких джоулей. В случае необходимости увеличения энергии как правило не пытаются форсировать лазер-генератор, а используют лазерные уси-

лители, проходя через которые энергия излучения на каждом каскаде усиления увеличивается в несколько раз (прим. 10).

— *Длительность импульса излучения* в зависимости от конструкции и режима работы лазера может быть сделана различной, в диапазоне от величины порядка 1 мкс до величины порядка 10 фс. Надо отметить, что последняя величина является принципиальным пределом укорочения импульса лазерного излучения, так как она имеет порядок длины периода колебаний для излучения светового диапазона частот (прим. 11). На практике обычно используются три различных режима работы лазера, в которых реализуются длительности излучения порядка нескольких наносекунд (режим модуляции добротности резонатора, см. ниже), порядка нескольких пикосекунд (режим синхронизации продольных мод резонатора) и порядка нескольких фемтосекунд.

— *Форма импульса излучения* при любой его длительности представляет собой кривую с максимумом, у которой передний фронт, где интенсивность возрастает, спад за максимумом и ширина максимума на полувысоте (так называемая длительность импульса) как правило имеют одинаковую величину.

— *Периодичность импульсов излучения* лежит в пределах от сотых долей Гц до десятков кГц. Периодичность ограничена сверху необходимостью поддержания фиксированной температуры рабочей среды лазера. Нагревание любой рабочей среды всегда в той или иной мере приводит к нарушению ее однородности и тем самым к нарушению режима формирования оптимального модового состава поля лазерного излучения. Соответственно периодичность импульсов излучения определяется конструкцией лазера — типом и размером рабочей среды, источником накачки и его мощностью, а также эффективностью системы охлаждения рабочей среды.

— *Расходимость излучения* определяется однородностью активной рабочей среды, модовым составом излучения (прим. 12), дифракцией излучения на выходной апертуре лазера. В оптимальном случае, когда рабочая среда строго однородна, боковые моды подавлены, все излучение сосредоточено в осевой (аксиальной) моде (это так называемое *одномодовое излучение*), расходимость может достигать величины порядка  $10^{-4}$  рад. В неоптимальных случаях расходимость может на один-два порядка превышать эту величину.

— *Диаметр кружка фокусировки излучения* может быть близок к известной из оптики предельной величине порядка длины волны излучения (т. е. порядка одного микрона) ввиду малости расходимости излучения (и тем самым малости мнимого источника излучения). Практически одномодовое излучение можно сфокусировать в кружок диаметром порядка нескольких микрон.

— *Длина светового сгустка* вдоль направления его распространения, как очевидно, определяется длительностью импульса излучения. При наносекундной длительности длина сгустка порядка метра, а при

фемтосекундной длительности — порядка микрона. По этой причине термин “пучок излучения” плохо отражает характер излучения импульсных лазеров. Диаметр сгустка излучения зависит от конструкции лазера и составляет обычно величину порядка нескольких миллиметров.

— *Интенсивность излучения* импульсного лазера при предельно малой длительности импульса и оптимальной фокусировке может достигать величин порядка  $10^{20}$ – $10^{22}$  Вт·см<sup>-2</sup>. Используя соотношение (4), легко видеть, что эта гигантская величина находится в разумном согласии с приведенными выше типичными данными, характеризующими лазерное излучение. Необходимо отметить, что те нарушения основных законов оптики, которые составляют основное содержание данного обзора, совсем не требуют указанной выше предельной интенсивности излучения, достигнутой к настоящему времени. Ниже будет идти речь об интенсивностях излучения, не превышающих атомную интенсивность  $I_a \sim 10^{16}$  Вт·см<sup>2</sup>.

Заканчивая этот пункт надо отметить, что не все основные параметры, перечисленные выше, могут иметь оптимальные значения одновременно в определенном лазере.

**3.4. Блок-схема импульсного лазера.** В качестве конкретного примера импульсного лазера, используемого для проведения экспериментов по взаимодействию высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом, рассмотрим блок-схему типичного лабораторного рубинового лазера с модуляцией добротности резонатора, приведенную на рис. 9.

Рабочей средой в этом лазере является кристалл рубина. Рубин представляет собой корунд ( $Al_2O_3$ ) с примесью ионов хрома ( $Cr^{3+}$ ) в количестве около 0,05%. На переходах в спектре иона хрома и создается инверсия заселенности возбужденного электронного состояния по трехуровневой схеме (рис. 10). Типичные размеры кристалла рубина: диаметр 5–10 мм, длина 10–15 см. Торцы этого цилиндра тщательно отполированы и параллельны друг другу, а боковая поверхность матирована.

Кристалл крепится в металлическом кожухе параллельно с импульсной лампой накачки. Кристалл и лампа располагаются в фокусах эллиптического сечения внутренней поверхности кожуха в плоскости, перпендикулярной оси кристалла. Поверхность кожуха тщательно отполирована. Такая конструкция позволяет максимально сконцентрировать излучение лампы накачки на кристалле. Кожух охлаждается проточной водой.

Лампа накачки находится в цепи батареи конденсаторов большой емкости. Конденсаторы заряжены до напряжения в несколько киловольт. Высоковольтный пробой газового промежутка лампы накачки замыкает электрическую цепь, и конденсаторы разряжаются через лампу. Этот разряд является источником импульса излучения, исполь-



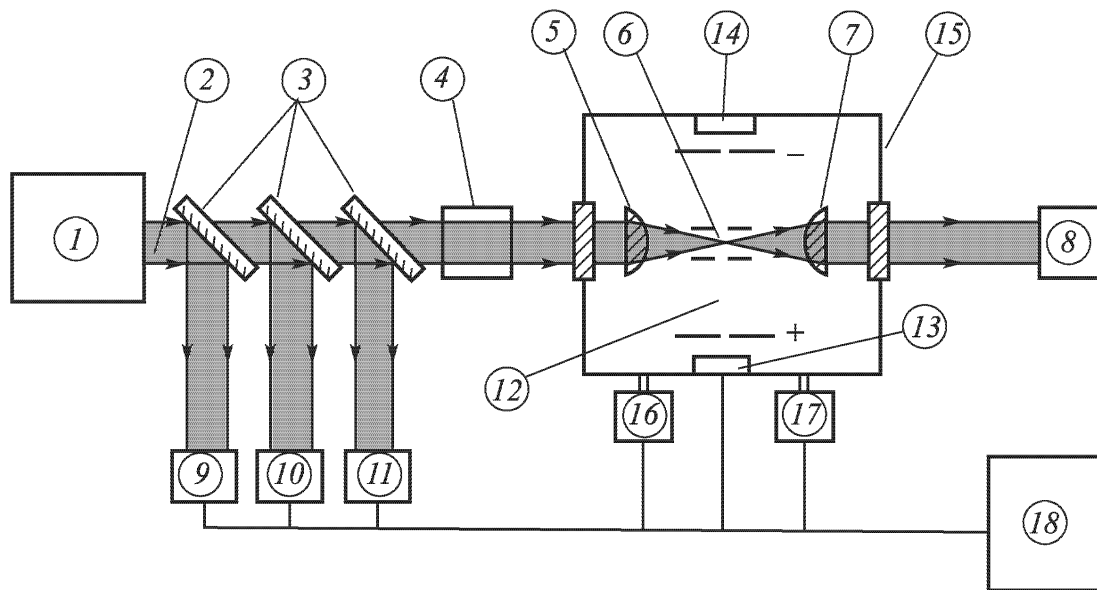


Рис. 9. Схема постановки эксперимента по наблюдению и исследованию взаимодействия лазерного излучения с атомами: 1 — лазер; 2 — лазерное излучение; 3 — стеклянные плоско-параллельные пластины, выводящие малую часть излучения на детекторы; 4 — ослабитель излучения; 5 — линза, фокусирующая излучение для увеличения интенсивности излучения; 6 — область фокусировки излучения в камере взаимодействия излучения с атомами; 7 — линза, восстанавливающая параллельность пучка излучения; 8 — калориметр, измеряющий энергию в импульсе, прошедшую через область фокусировки излучения; 9 — опорный калориметр; 10 — фотодиод, позволяющий зарегистрировать распределение излучения во времени; 11 — оптическая схема для измерения распределения излучения, сфокусированного в камере взаимодействия; 12 — электростатическая система, позволяющая собирать образующиеся ионы, ускорять их и направлять на детектор; 13, 14 — детекторы ионов и электронов; 15 — вакуумная камера взаимодействия; 16, 17 — устройства для откачки камеры и наполнения ее исследуемым газом до определенного давления; 18 — компьютер, осциллографы и прочие измерительные и запоминающие устройства

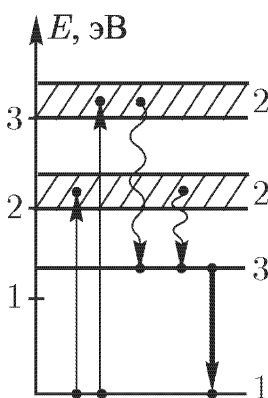


Рис. 10. Схема уровней рубинового лазера: трехуровневая схема на переходах в спектре иона  $\text{Cr}^{3+}$ , частично замещающего ион  $\text{Al}^{3+}$  в корунде  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; инверсия заселенностей осуществляется на метастабильном уровне 3, а вынужденное излучение (жирная, прямая стрелка) на переходе  $3 \rightarrow 1$ ; энергия кванта излучения  $\hbar\omega \cong 1,7$  эВ; длина волны излучения  $\lambda \cong 694$  нм, красная область излучения видимого диапазона; штриховка возбужденных состояний в спектре иона отражает их неоднородное уширение в кристаллической решетке корунда

зуемого для накачки кристалла рубина. Длительность этого импульса порядка 1 мс (см. рис. 7).

Кристалл рубина помещается в резонатор. Один из отражателей резонатора, имеющий максимальный коэффициент отражения порядка 100 %, представляет собой зеркало (или прямоугольную призму), вра-

щающееся при помощи электромотора (рис. 11). Скорость вращения этого зеркала подбирается таким образом, что бы оно совершало один оборот за время, примерно равное длительности импульса излучения накачки. Специальный источник света и фотоэлемент, устанавливаемые в плоскости вращения призмы, служат для управления моментом поджига разряда в лампе накачки. Подбирается такое положение источника и фотоэлемента, чтобы это зеркало заняло в конце импульса накачки положение, перпендикулярное оси кристалла. В качестве второго отражателя используется обычное неподвижное зеркало, имеющее коэффициент отражения, несколько меньший 100 %, что позволяет лазерному излучению выходить из резонатора.

Вращающееся зеркало представляет собой модулятор добротности резонатора. Резонатор практически отсутствует почти все время, пока излучение лампы накачки превращает кристалл в активную рабочую среду. Высокая добротность резонатора возникает лишь на короткий интервал времени, когда вращающееся зеркало занимает такое положение, что оно отражает излучение, возникающее в кристалле, в направлении, нормальном к поверхности неподвижного выходного зеркала. Это позволяет получать импульс излучения, имеющий длительность порядка нескольких наносекунд, т. е. на три порядка величины короче, чем длительность импульса в режиме свободной генерации, рассмотренном выше (рис. 7). Такой режим работы лазера именуется *режимом модуляции добротности резонатора*. При примерно той же величине энергии в импульсе излучения, что и при свободной генерации, при модуляции добротности резонатора реализуется интенсивность излучения, приблизительно на три порядка величины большая, чем при свободной генерации. Можно использовать и другие методы модуляции добротности резонатора.

На выходе лазерного излучения в свободное пространство располагается различная диагностическая аппаратура, как непосредственно в пучке излучения, так и в ряде вспомогательных пучков, ответвленных от основного пучка. (Термин “пучок” здесь и далее употребляется условно, так как лишь непрерывное излучение лазера представляет собой пучок; при импульсном режиме излучения, как уже говорилось выше, оно представляет собой сгусток энергии, распространяющийся вдоль оси резонатора.)

Обратимся сначала ко вспомогательным пучкам. Для создания вспомогательных пучков несколько стеклянных (или кварцевых) пла-

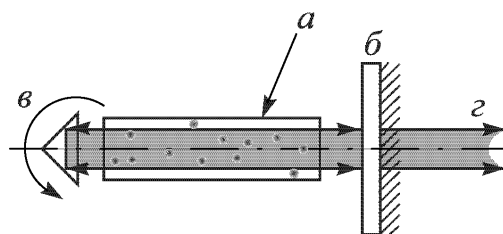


Рис. 11. Модуляция добротности резонатора вращающейся призмой полного внутреннего отражения; а — рабочая среда; б, в — отражатели (зеркало б и призма в), образующие резонатор; г — лазерное излучение

стин располагаются в основном пучке под углом  $45^\circ$  к нему. Каждая из таких пластин выводит в сторону от оси резонатора около 8 % энергии излучения за счет его отражения от обеих своих поверхностей, входной и выходной, по отношению к направлению распространения излучения.

В первом из выведенных пучков излучения располагается калориметр, показания которого характеризуют стабильность режима работы лазера.

Во втором пучке располагается фотоэлемент с высоким временным разрешением, используемый для измерения и последующей записи распределения излучения во времени. Из данных о распределении интенсивности излучения во времени определяется эффективная длительность импульса излучения  $\tau$ .

В третьем пучке располагается оптическая система, позволяющая сфотографировать пространственное распределение излучения в пучке и определить его сечение  $s$ .

Из формулы (4) видно, что из показаний этих трех детекторов можно определить величину интенсивности излучения, наиболее важную характеристику излучения для всех нелинейных процессов.

В основном пучке лазерного излучения располагается ослабитель интенсивности излучения, рассчитанный на плавное изменение интенсивности в несколько раз.

В дальнейшем лазерное излучение направляется на объект исследований, находящийся, в зависимости от конкретной задачи эксперимента, либо в вакуумной камере, откачанной до предельно малого остаточного давления воздуха, либо непосредственно в окружающем лазер пространстве.

На этом обсуждение принципов работы лазеров и свойств лазерного излучения можно закончить и перейти к обсуждению основных физических явлений, возникающих при взаимодействии света с атомами.

## § 4. Атом в сильном поле лазерного излучения

**4.1. Атом в слабом поле излучения.** Основные законы взаимодействия света малой интенсивности с веществом приведены во введении. В этом пункте мы рассмотрим те из них, которые относятся к элементарным актам взаимодействия излучения малой интенсивности с атомами. Речь идет о спонтанном излучении так называемых *спектральных ламп*, в которых рабочей средой является газ или пары определенного элемента, испускающие яркие монохроматические линии спонтанного излучения как в видимом, так и в ультрафиолетовом диапазоне частот. Типичным примером такой лампы является хорошо известная ртутная лампа, испускающая несколько ярких линий излучения в видимом диапазоне частот.

Как уже говорилось выше, интенсивность излучения спектральных ламп не может быть большой по ряду принципиальных причин

(спонтанный характер излучения; большой размер мнимого источника излучения и тем самым невозможность хорошо сфокусировать излучение; непрерывный характер излучения и т. д.). Предельная величина интенсивности излучения спектральных ламп порядка  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , что соответствует предельной напряженности поля излучения порядка  $100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Все данные, приведенные ниже в этом пункте, относятся к интенсивности (напряженности поля) излучения, не превышающей указанной выше величины. Такое излучение в дальнейшем будет условно именоваться *излучением малой интенсивности*.

Взаимодействие излучения малой интенсивности с атомом сводится к следующим трем основным элементарным процессам: *фотоионизации* атома, *фотовозбуждению* атома и *рассеянию излучения* атомом. Схемы, отражающие изменение энергии электрона, находящегося исходно в основном состоянии, при реализации этих процессов, приведены на рис. 12, а, б, в, г. Обратимся последовательно к этим рисункам.

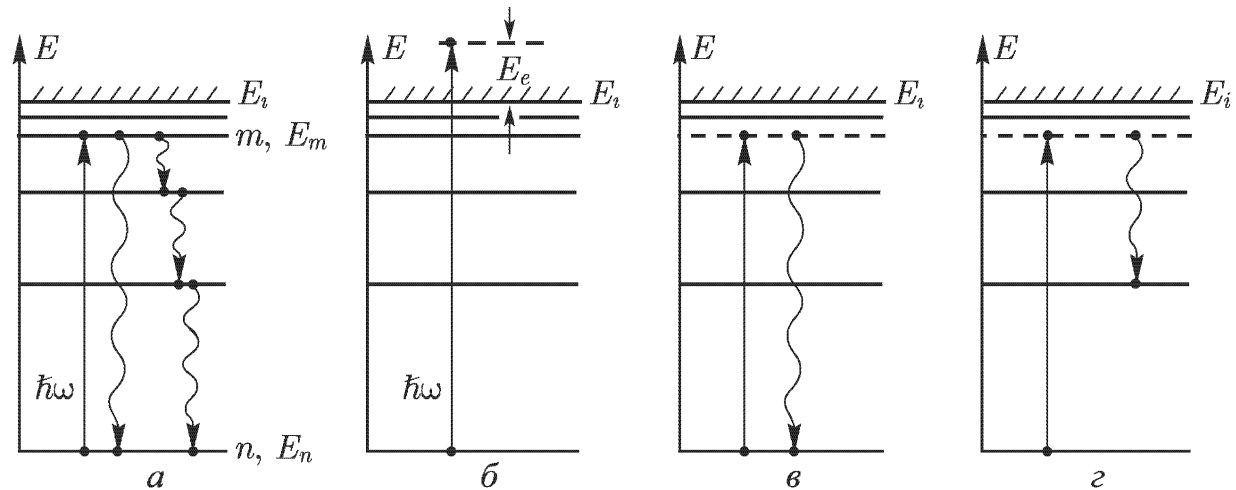


Рис. 12. Схемы однофотонных процессов, возникающих при взаимодействии излучения с атомом: а — фотовозбуждение атома; б — фотоионизация атома; в — релеевское рассеяние света атомом; г — комбинационное рассеяние света атомом;  $E_e$  — кинетическая энергия свободного электрона, образующегося при фотоионизации атома

Процесс *фотоионизации атома* (рис. 12, б) заключается в поглощении атомом А кванта излучения, энергия которого  $\hbar\omega > E_i$ , где  $E_i$  — потенциал ионизации атома, и образовании положительного иона  $A^+$  и свободного электрона  $e^-$ :

$$A + \hbar\omega = A^+ + e^- \tag{5}$$

Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид

$$\hbar\omega - E_i = E_{e, \text{кин}}, \tag{6}$$

где величина  $E_{e, \text{кин}}$  — кинетическая энергия свободного электрона, вырванного из атома.

Уравнение (6) выражает знаменитый закон Эйнштейна для фотоэффекта, сформулированный им в 1905 году для объяснения результатов многочисленных опытов, в которых наблюдался процесс вырывания электронов из поверхности металла под действием падающего на нее излучения. Такой процесс именуется *внешним фотоэффектом*, в отличие от обсуждаемого нами процесса *атомного фотоэффекта* (который в дальнейшем будет именоваться просто *фотоэффектом*). Аналогичный процесс, заключающийся в переходе электрона в твердом теле из связанного состояния в свободное при поглощении кванта внешнего излучения, именуется *внутренним фотоэффектом*. Уравнение (6) описывает все эти процессы.

*Закон Эйнштейна для фотоэффекта* формулируется следующим образом: “Для фотоионизации атома энергия кванта излучения должна превышать энергию связи электрона в атоме, т. е. его потенциал ионизации”.

Из формулы (6) видно, что для фотоионизации необходима частота излучения, превышающая критическое значение  $\omega_{\text{кр}} = E_i/\hbar$ . Соответственно длина волны излучения должна быть меньше критической величины  $\lambda_{\text{кр}} = 2\pi c/\omega_{\text{кр}}$ . Это так называемая *красная граница* для длины волны излучения. (Для ионизации длина волны должна быть меньше, т. е. “краснее”, чем критическая величина, а частота — больше критической величины.) Из численных значений величин потенциалов ионизации атомов, заключенных в интервале от  $\cong 4$  эВ до  $\cong 25$  эВ, видно, что фотоионизация атомов из основного состояния может происходить лишь в результате поглощения атомом кванта излучения ультрафиолетового диапазона частот.

Многочисленные эксперименты полностью подтвердили справедливость закона Эйнштейна для процесса фотоионизации атомов, находящихся исходно как в основном, так и в возбужденных связанных состояниях. В последнем случае фотоионизация атома может происходить и при поглощении кванта излучения видимого или инфракрасного диапазона частот. Соотношение (6) универсально как закон сохранения энергии. Оно справедливо во всех случаях, когда исходно электрон связан в любой квантовой системе, помимо атома — в любых состояниях молекул, атомарных и молекулярных ионов, в металле, полупроводнике и т. д.

Процесс *фотовозбуждения атома* (рис. 12, а) заключается в поглощении атомом А кванта излучения  $\hbar\omega$  такой энергии, которая переводит атомный электрон из основного состояния в определенное возбужденное состояние:

$$A + \hbar\omega = A^* . \quad (7)$$

В (7) символ  $A^*$  означает возбужденный атом.

Закон сохранения энергии в этом случае имеет вид

$$\hbar\omega = E_n - E_1 , \quad (8)$$

где индекс 1 означает основное состояние электрона в атоме, а индекс  $n$  — возбужденное состояние электрона с главным квантовым числом  $n$ . Из сопоставления выражения (8) с выражением (2) видно, что (8) является частным случаем реализации *второго постулата Бора*, когда начальным состоянием является основное состояние электрона в атоме. В п. 2.1 уже говорилось, что помимо выполнения соотношения (8) при фотовозбуждении еще требуется, чтобы связанные состояния, между которыми происходит переход электрона, удовлетворяли определенным квантовым правилам отбора.

Второй постулат Бора формулируется следующим образом: “Для возбуждения атома энергия кванта излучения должна быть равна энергии перехода между основным и другими связанными состояниями электрона в атоме”.

Как и в случае фотоионизации, процесс фотовозбуждения атома, находящегося в основном состоянии, может происходить лишь в результате поглощения ультрафиолетового кванта излучения. Дело в том, что частоты переходов из основного в первое возбужденное состояние для любого атома больше частот видимого излучения (т. е. света), они лежат в ультрафиолетовом диапазоне частот.

Справедливость соотношения (8) для процесса фотопоглощения излучения атомами подтверждается огромным экспериментальным материалом, полученным в рамках исследований по атомной спектроскопии.

Процесс фотовозбуждения универсален, как и процесс фотоионизации. Он также, помимо атомов, реализуется в любых квантовых системах.

Процесс *рассеяния излучения атомом* (рис. 12, в, г) представляет собой поглощение атомом кванта внешнего излучения и последующее испускание кванта атомом без перехода атома в промежуточное возбужденное состояние. Отсутствие перехода атома в промежуточное возбужденное состояние при рассеянии света означает, что процесс рассеяния света происходит при произвольной частоте внешнего излучения, падающего на атом, не равной какой-либо частоте перехода в спектре атома из основного в возбужденное состояние (с учетом квантовых правил отбора для разрешенных переходов). Наличие резонанса между указанными выше частотами означает реализацию процесса фотовозбуждения атома, рассмотренного выше.

Если при рассеянии света конечным состоянием является основное состояние электрона в атоме, то очевидно, что энергии обоих квантов одинаковы. Такой процесс называется *упругим* или *рэлеевским рассеянием*:

$$A + \hbar\omega - \hbar\omega = A. \quad (9)$$

Термин *рэлеевское* рассеяние введен в научную литературу в честь знаменитого английского физика Рэля, работавшего в конце XIX – начале

XX века и, в частности, детально исследовавшего упругое рассеяние света.

Если конечное состояние отличается от исходного, то такой процесс называется *неупругим* или *комбинационным (рамановским)* рассеянием. При этом энергия кванта рассеянного излучения  $\omega^1$  меньше энергии кванта излучения  $\omega$ , рассеивающегося на атоме. После рассеяния излучения атом остается в возбужденном состоянии  $A^*$ :

$$A + \hbar\omega - \hbar\omega^1 \rightarrow A^*. \quad (10)$$

Термин “*рамановское* рассеяние” используется в англоязычной научной литературе; он введен в честь индийского физика Рамана, открывшего в 1928 году процесс неупругого рассеяния света в жидкостях. Независимо и одновременно этот же процесс в кристаллах был открыт Мандельштамом и Ландсбергом в Москве и получил наименование *комбинационное* рассеяние.

В обоих случаях рассеяние излучения атомом, как упругое, так и неупругое, удовлетворяет *правилу Стокса*, которое формулируется следующим образом: “*Частота рассеянного излучения  $\omega^1$  всегда равна или меньше частоты  $\omega$  излучения, падающего на атом*” (прим. 13). (Надо отметить, что правило Стокса может не выполняться в том частном случае, когда атом исходно находится не в основном, а в возбужденном состоянии.)

Заканчивая обсуждение процесса рассеяния излучения атомами, необходимо напомнить, что исходное условие реализации процесса рассеяния — отсутствие резонанса между частотой внешнего излучения и частотой перехода в спектре атома — априори указывает на универсальность этого процесса. Действительно, частоты переходов в спектре возбужденных электронных состояний атома как правило превышают ширины атомных уровней на много порядков величины. Поэтому процесс фотовозбуждения, требующий наличия резонанса между частотой излучения и частотой перехода в атомном спектре, всегда является экзотическим по сравнению с процессом рассеяния излучения.

Перечисленные выше три процесса — фотоионизации и фотовозбуждения атома, а также рассеяния света атомом — исчерпывают все возможные элементарные акты взаимодействия излучения малой интенсивности с атомом.

Отметим, что все рассмотренные выше процессы взаимодействия излучения малой интенсивности с атомом имеют две общие черты:

— они происходят в результате поглощения атомом *одного кванта внешнего излучения*. По этой причине все данные процессы именуются *одноквантовыми* (или *однофотонными*) процессами.

— во всех этих процессах не принимается во внимание возмущение атомного спектра внешним полем излучения. Основанием к этому является малая величина изменения энергий возбужденных состояний

электрона в атоме из-за *эффекта Штарка*, возникающего под действием внешнего поля излучения (см. ниже п. 4.4). Малая величина штарковского изменения энергий возбужденных атомных состояний обусловлена малой величиной напряженности внешнего поля. Именно по этой причине во все приведенные выше соотношения входят величины энергий связанных состояний  $E_n$  и  $E_i$ , соответствующие спектру атома в отсутствие внешнего поля излучения.

Последнее, что надо отметить, — это формула, связывающая вероятность однофотонных процессов с интенсивностью излучения. В соответствии с тем что каждый из этих процессов происходит в результате поглощения атомом одного кванта излучения и на основании соотношения (4), вероятность в единицу времени реализации любого однофотонного процесса  $w^{(1)}$  (размерность которой  $\text{с}^{-1}$ ) связана с интенсивностью излучения  $I$  соотношением

$$w^{(1)} = \alpha^{(1)} I. \quad (11)$$

Коэффициент  $\alpha^{(1)}$  в этом соотношении называется *эффективным сечением* однофотонного процесса и имеет размерность  $\text{см}^2$ . Линейная зависимость вероятности однофотонных процессов  $w^{(1)}$  от интенсивности излучения  $I$ , следующая из соотношения (11), является основанием для наименования однофотонных процессов *линейными процессами*, а взаимодействия, обусловленного однофотонными процессами, — *линейным взаимодействием*.

На этом мы закончим обсуждение процесса взаимодействия излучения малой интенсивности с атомом. В заключение надо отметить, что к середине XX века однофотонные процессы, возникающие при взаимодействии излучения с веществом, были детально изучены экспериментально, описаны теоретически и вошли в основы физики атома и физической оптики.

**4.2. Атом в сильном поле лазерного излучения. Многофотонные процессы.** Процесс взаимодействия излучения большой интенсивности с атомом принципиально отличается от рассмотренного выше случая, когда интенсивность излучения мала. Одно из отличий состоит в возникновении *многофотонных* процессов, помимо *однофотонных* процессов, рассмотренных в предыдущем пункте.

*Многофотонные процессы* — это процессы, в которых элементарный акт перехода электрона в атоме из одного состояния в другое происходит в результате поглощения атомом нескольких квантов внешнего излучения (*фотонов*). Таким образом, по аналогии с теми процессами, которые происходят под действием излучения малой интенсивности (см. предыдущий пункт), в случае большой интенсивности излучения возникают процессы *многофотонной ионизации* и *многофотонного возбуждения атома*, а также *многофотонного рассеяния излучения атомом*.



Прежде чем обсуждать общие свойства многофотонных процессов, обратимся к краткой характеристике каждого из них.

Процесс *многофотонной ионизации атома* состоит в поглощении атомом нескольких ( $k$ ) фотонов внешнего излучения, суммарная энергия которых превышает потенциал ионизации  $E_i$  атома:  $k\hbar\omega > E_i$ . Это *многофотонный атомный фотоэффект*:

$$A + k\hbar\omega = A^+ + e^-. \quad (12)$$

Закон Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта — закон сохранения энергии в этом процессе — имеет вид

$$k\hbar\omega - E_i = E_{e, \text{кин}}, \quad (13)$$

где в правой стороне равенства, как и в соотношении (6), стоит кинетическая энергия свободного электрона, вырванного из атома (рис. 13, б).

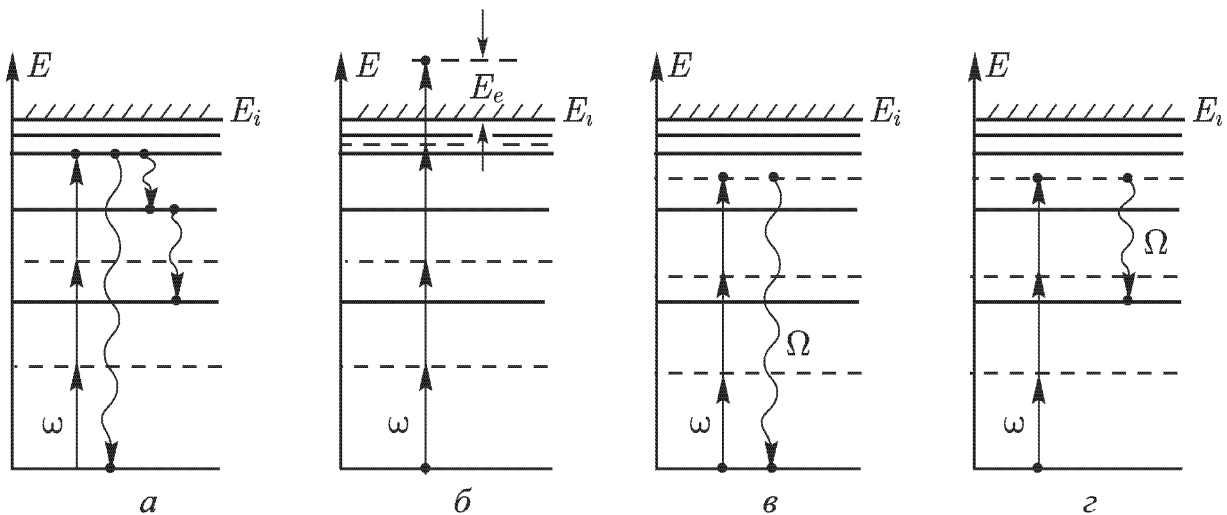


Рис. 13. Схемы многофотонных процессов, возникающих при взаимодействии излучения с атомом: *а* — многофотонное возбуждение атома; *б* — многофотонная ионизация атома; *в* — многофотонное релеевское рассеяние излучения атомом; *г* — многофотонное комбинационное рассеяние излучения атомом. Горизонтальные пунктирные линии — виртуальные состояния электрона в атоме (см. п. 4.3)

Очевидным отличием процесса многофотонной ионизации от процесса однофотонной ионизации является отсутствие “красной границы” — критической частоты (длины волны) излучения для процесса многофотонной ионизации. Действительно, энергия, необходимая для вырывания электрона из атома в случае многофотонной ионизации, в принципе может быть суммарной энергией сколь угодно большого числа фотонов  $k$  сколь угодно малой энергии (частоты). Для практики это важное отличие — процесс многофотонной ионизации атомов и молекул не требует ультрафиолетового излучения, а происходит и под действием видимого излучения.

Закон Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта формулируется следующим образом: “Для ионизации атома энергия поглощаемых им нескольких квантов излучения должна превышать энергию связи электрона в атоме (потенциал ионизации атома)”.

Видно, что эта формулировка отличается от классической формулировки закона Эйнштейна для фотоэффекта, приведенной в предыдущем пункте. Эта формулировка является более общей и содержит в себе классическую формулировку как частный случай.

Однако физический смысл обоих процессов, как фотоионизации (однофотонной ионизации), так и многофотонной ионизации, один и тот же — надо, чтобы энергия, которую поглотит атомный электрон, была больше его энергии связи в атоме. При выполнении этого условия, являющегося в обоих случаях законом сохранения энергии, не имеет значения, сколько квантов и какой энергии поглотит электрон. В частном случае эта энергия может быть энергией одного фотона, а в общем случае — это энергия  $k$  фотонов, если величина  $k$  равна или превышает пороговое значение  $k_0 = [E_i/\hbar\omega + 1]$  (где  $[X]$  означает целую часть величины  $X$ ).

Тот факт, что Эйнштейн в 1905 году, рассматривая процесс вырывания электронов из поверхности металла, принял во внимание лишь процесс однофотонной ионизации, отражает лишь состояние физики в начале XX века. Действительно, тогда были известны лишь источники спонтанного излучения малой интенсивности, так что многофотонные процессы априори не принимались во внимание. Однако из той же работы Эйнштейна 1905 года видно, что в принципе он не исключал возможности возникновения многофотонных процессов (прим. 14).

Процесс *многофотонного возбуждения атома* (рис. 13, а) заключается в поглощении атомом нескольких ( $k$ ) фотонов такой суммарной энергии, которая соответствует энергии перехода связанного электрона в атоме из основного состояния в возбужденное:

$$A + k\hbar\omega = A^*. \quad (14)$$

Закон сохранения энергии в этом случае описывается выражением

$$k\hbar\omega = E_n - E_1. \quad (15)$$

Оно является выражением *второго постулата Бора* (6) для случая поглощения нескольких фотонов в элементарном акте. В выражении (15), как и выше, индекс  $n$  означает связанное возбужденное состояние электрона в атоме с главным квантовым числом  $n$ , а индекс 1 — основное состояние электрона в атоме. Очевидным отличием процесса многофотонного возбуждения от процесса однофотонного возбуждения атома является то, что в первом случае переход электрона происходит в результате поглощения многих фотонов, а во втором случае — одного фотона. Кроме того, правила отбора для состояний, между

которыми может происходить переход, зависят от числа квантов излучения, поглощаемых атомом. Существование явления многофотонного возбуждения атома обуславливает наличие процесса многофотонного поглощения внешнего излучения атомарной средой.

Второй постулат Бора в случае многофотонного возбуждения формулируется следующим образом: “Для возбуждения атома энергия поглощенного им излучения должна равняться энергии перехода между стационарными состояниями электрона в атоме”. Видно, что эта формулировка является более общей, чем классическая формулировка для случая однофотонного возбуждения атома (как и в случае многофотонной ионизации атома). Однако физическая сущность процесса возбуждения атома не зависит от числа поглощенных фотонов, а определяется величиной поглощенной энергии излучения (как и в случае ионизации атома).

Процесс многофотонного рассеяния излучения атомом (рис. 13, в, з) заключается в поглощении атомом нескольких квантов внешнего излучения и испускании одного кванта без перехода атома в промежуточное возбужденное состояние. Конечным состоянием может быть как основное  $A$ , так и возбужденное  $A^*$  состояние электрона в атоме.

В первом случае рассеяние излучения представляет собой *многофотонный аналог релеевского рассеяния* (рис. 13, в):

$$A + k\hbar\omega - \hbar\Omega = A, \quad (16)$$

где  $\Omega = k\omega$ , т. е. рассеянный квант имеет частоту в  $k$  раз большую, чем частота кванта внешнего излучения.

Во втором случае рассеяние представляет собой *многофотонный аналог комбинационного (рамановского) рассеяния излучения* (рис. 13, з):

$$A + k\hbar\omega - \hbar\Omega = A^*, \quad (17)$$

где частота рассеянного излучения  $\Omega$  по определению меньше  $k\omega$ , но может быть больше  $\omega$ .

Качественным отличием многофотонного рассеяния излучения от однофотонного рассеяния является нарушение *правила Стокса*. При многофотонном релеевском рассеянии реализуется противоположное соотношение между энергиями (частотами) квантов рассеивающегося и рассеянного излучений — рассеивающиеся кванты имеют энергию (частоту), меньшую, чем кванты рассеянные. Такое соотношение строго выполняется при многофотонном релеевском рассеянии и может также выполняться в ряде частных случаев при многофотонном комбинационном рассеянии.

Таким образом, видно, что, в принципе, при большой интенсивности излучения могут реализоваться многофотонные аналоги всех однофотонных процессов. Сразу после создания первых мощных лазеров эксперименты показали справедливость этого утверждения. В последую-

щие годы многофотонным процессам в атомах были посвящены многочисленные исследования, позволившие их изучить экспериментально и описать теоретически. При этом все указанные выше многофотонные процессы происходят, помимо атомов, также и в различных других квантованных средах — молекулах и ионах, кристаллах и других конденсированных средах. В частности, под действием высокоинтенсивного излучения возникает и многофотонный внешний фотоэффект — процесс вырывания электронов из поверхности металла.

Сам факт наблюдения многофотонных аналогов всех однофотонных процессов, возникающих при взаимодействии излучения с атомом, показывает, что такие основные законы оптики, установленные в конце XIX — начале XX века, как закон Эйнштейна для фотоэффекта, второй постулат Бора и правило Стокса для люминесценции, имеют ограниченную область применимости. При большой интенсивности излучения возникают новые физические явления, не имеющие места при малой интенсивности излучения. Это приводит к необходимости изменений в формулировках указанных выше законов, а также к изменению ряда следствий из них.

Обратимся теперь к рассмотрению некоторых основных закономерностей многофотонных процессов.

**4.3. Физика многофотонных процессов.** Многофотонные процессы являются типичным результатом взаимодействия излучения большой интенсивности с атомом. Практически все возможные процессы при достаточно большой интенсивности излучения могут носить не только однофотонный, но и многофотонный характер. Можно сформулировать следующее единое определение многофотонных процессов, охватывающее все их конкретные варианты: *“многофотонным процессом называется такой процесс перехода электрона в атоме из начального стационарного состояния в конечное стационарное или свободное состояние, который происходит в результате поглощения атомом нескольких фотонов”*.

Так как спектр связанных возбужденных состояний электрона в атоме является ангармоничным, ширины линий излучения и поглощения весьма малы, а спектр энергий  $k\hbar\omega$  монохроматического лазерного излучения является гармоничным, то это означает, что по мере поглощения ряда фотонов промежуточные состояния электрона в атоме не могут быть стационарными. Между тем, согласно второму постулату Бора, электрон в атоме может находиться лишь в стационарных состояниях. Что же представляют собой эти промежуточные состояния? Каков их физический смысл? Как их обнаружить?

Ответ на этот вопрос дает *квантовая механика*, раздел современной физики, описывающий вещество на микроскопическом уровне (прим. 15). В рамках квантовой механики ответ на интересующий нас

вопрос дает соотношение неопределенности энергия–время:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (18)$$

В данном соотношении  $E$  — энергия квантовой системы,  $t$  — время,  $\hbar$  — постоянная Планка, а буква  $\Delta$  означает неопределенность соответствующих величин [9].

Из этого соотношения следует, что квантовая система (в данном случае это электрон в атоме) может на времена  $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$  переходить из реального (квазистационарного) состояния в *виртуальное состояние*, энергия которого на величину  $\Delta E$  отличается от энергии реального состояния. Отметим, что так как величина постоянной Планка весьма мала, то речь идет о весьма коротких интервалах времени  $\Delta t$ . Оценим это время для интересующих нас расстройек  $\Delta E$  между энергиями  $k\omega$  и энергиями реальных связанных состояний электрона в спектре атома  $E_n$ . Положим, что величины расстройек лежат в пределах от 0,1 до 1,0 эВ. Легко видеть, что соответствующие величины интервалов времени  $\Delta t$ , на которые электрон может переходить в виртуальные состояния, лежат в пределах от  $10^{-15}$  до  $10^{-16}$  с (прим. 16). Это очень маленькие интервалы времени, они на много порядков величины меньше, чем типичная величина времени жизни возбужденных квазистационарных состояний электрона в атоме по отношению к процессу их спонтанного распада —  $10^{-8}$  с.

Квантовая механика не только объясняет физический смысл промежуточных состояний электрона в атоме при многофотонном переходе из одного реального состояния в другое, но также обосновывает и модель последовательного поглощения фотонов электроном. Отметим, что эта модель находится в полном согласии с моделью источника излучения — лазера, который каждый фотон излучает независимо от другого фотона.

Использование модели последовательного поглощения фотонов электроном позволяет сделать ряд существенных заключений о характере многофотонных процессов.

Так, например, экстремальная малость интервалов времени, в течение которых электрон находится в виртуальных состояниях, качественно объясняет, почему многофотонные процессы для своей реализации требуют экстремально большой интенсивности излучения. Действительно, приведенная оценка показывает, что интервал времени между последовательным поглощением электроном фотонов должен быть весьма мал. В противном случае электрон окажется к моменту прихода следующего фотона в исходном состоянии, а не в виртуальном состоянии, из которого, поглотив этот следующий фотон, электрон может перейти в состояние с большей энергией. Малость времени между моментами последовательного поглощения ряда электронов, требуемая для реализации многофотонного процесса, означает большую интенсивность излучения.

Модель последовательного поглощения фотонов позволяет получить основное соотношение между вероятностью многофотонного процесса и интенсивностью излучения. Будем исходить при этом из приведенного выше соотношения (11) для вероятности однофотонного процесса  $w^{(1)} \sim I$ . Тогда для вероятности многофотонного процесса получаем очевидное выражение  $w^{(k)} \sim \prod^{(k)} w^{(1)} \sim \prod^{(k)} I \sim I^k$ , в котором величина  $\prod^{(k)}$  означает  $k$ -кратное произведение величин  $w^{(1)}$ , а  $k$  — число фотонов, поглощающихся в элементарном акте, как и всюду выше. Таким образом, окончательно можно записать следующее основное выражение для вероятности многофотонного процесса:

$$w^{(k)} = \alpha^{(k)} I^k, \quad (19)$$

где  $\alpha^{(k)}$  — многофотонное сечение для процесса поглощения  $k$  фотонов. В соотношении (19) величина  $\alpha^{(k)}$  определяется конкретным типом  $k$ -фотонного процесса, а также квантовыми характеристиками однофотонных переходов между реальными состояниями и энергетическими расстройками между реальными и виртуальными состояниями.

Из соотношения (19) видно, что многофотонные сечения  $\alpha^{(k)} = w^{(k)} / I^k$  имеют размерность, зависящую от величины  $k$ . Это означает, что сопоставлять многофотонные сечения различных процессов можно лишь при фиксированной степени их нелинейности. При необходимости сопоставления процессов различной степени нелинейности надо сравнивать их вероятности в единицу времени  $w^{(k)}$  при фиксированной интенсивности излучения.

Соотношение (19) обуславливает введение термина “степенные процессы”, эквивалентного термину “многофотонные процессы”.

В качестве простейшего примера многофотонного сечения можно привести выражение для двухфотонного сечения, полученного в рамках стандартного метода нестационарной теории возмущений (прим. 17):

$$\alpha_{0k}^{(2)} \sim \left[ \sum_l \frac{Z_{0l} Z_{lk}}{\omega_{0l} - \omega} \right]^2. \quad (20)$$

В соотношении (20) предполагается, что двухфотонный переход происходит между реальными состояниями 0 и  $k$  при наличии промежуточных реальных состояний  $l$ , по которым проводится суммирование, а  $Z_{ij}$  — сечения однофотонных переходов между состояниями  $i$  и  $j$ . Энергетические расстройки между всеми реальными и виртуальными состояниями учитываются так называемыми резонансными знаменателями,  $\omega_{0l} - \omega$ , (см. рис. 14). Наличие резонансных знаменателей отражает

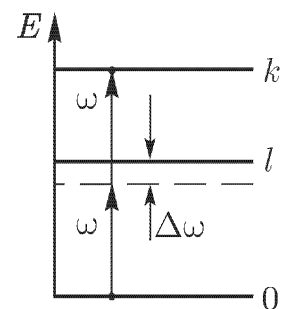


Рис. 14. Схема двухфотонного перехода  $0 \rightarrow k$ ; величина  $\Delta\omega = \omega_{0l} - \omega$  — расстройка промежуточного резонанса

виртуальный характер промежуточных состояний в соответствии с соотношением неопределенности энергия–время (18).

Введенное выше понятие виртуальных состояний электрона в квантовой системе позволяет дать еще одно определение многофотонному процессу: “многофотонный процесс — это процесс, в котором атомный электрон поглощает несколько фотонов и переходит из реального начального состояния в реальное конечное состояние через ряд промежуточных виртуальных состояний”.

В заключение надо отметить, что хотя понятие “виртуальное состояние электрона в атоме” получило широкое распространение в связи с развитием физики многофотонных процессов, но по сути дела такие состояния давно фигурировали в процессах нерезонансного однофотонного рассеяния излучения атомом как промежуточные состояния между поглощением и испусканием квантов рассеивающегося и рассеянного излучения (см. рис. 12, в, г).

Завершив, таким образом, знакомство с основными положениями физики многофотонных процессов в атомах, отметим, что все сказанное выше относится к многофотонным процессам в молекулах, ионах, а также в конденсированных квантованных средах.

Наконец, надо кратко изложить основы экспериментального наблюдения многофотонных процессов. Единый метод, применимый во всех случаях, заключается в измерении зависимости выхода определенного процесса (числа возбужденных или ионизованных атомов, квантов излучения фиксированной частоты и т. д.) от интенсивности излучения. Из соотношения (19) следует, что производная

$$\frac{d \lg w^{(k)}}{d \lg I} = k, \quad (21)$$

где  $k$  — степень нелинейности (степень многофотонности) данного процесса, т. е. число квантов внешнего излучения, при поглощении которых реализуется данный процесс. Степенная зависимость выхода процесса от интенсивности излучения с показателем степени, равным величине  $k$ , является однозначным доказательством реализации определенного многофотонного процесса.

Помимо степени нелинейности многофотонного процесса (величины  $k$ ) другой основной его характеристикой является величина многофотонного сечения  $\alpha^k$ . Разработаны различные методы измерений многофотонных сечений. Нестационарная теория возмущений позволяет рассчитать многофотонные сечения различных процессов по соотношениям вида (20). Результаты таких расчетов, как правило, хорошо описывают экспериментальные данные. Однако сами по себе многофотонные сечения не являются наглядной характеристикой многофотонных процессов, хотя бы ввиду их размерности, зависящей от степени нелинейности процесса. Гораздо более наглядной характеристикой является критическая напряженность поля излучения, при которой

наблюдается процесс данной степени нелинейности с фиксированной величиной вероятности. В качестве примера можно привести данные для величины полной вероятности процесса многофотонной ионизации атома за импульс излучения наносекундной длительности:  $W = w^{(k)}\tau$ . В этом случае величины критической интенсивности излучения  $I_{кр}$  в  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  соответственно равны: при  $k = 2 - 10^{2,5}$ , при  $k = 4 - 10^5$ , при  $k = 8 - 10^{10}$ . Надо отметить, что наименьшая из этих величин лишь незначительно превышает предельную интенсивность излучения долазерных источников монохроматического излучения — спектральных ламп, а верхняя еще гораздо меньше величины атомной интенсивности излучения  $I_a \sim 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

**4.4. Атом в сильном поле лазерного излучения. Возмущение атомного спектра.** Возникновение многофотонных процессов не является единственным следствием большой интенсивности излучения. Другим следствием являются многочисленные явления, заключающиеся в возмущении свойств среды, в которой распространяется излучение. Конкретный характер этих явлений существенно зависит от исходных свойств среды. В тех случаях, когда постоянная времени определенного процесса, приводящего к возмущению свойств среды, оказывается гораздо меньше длительности лазерного импульса, под воздействием излучения на фронте импульса среда возмущается, так что излучение в максимуме импульса взаимодействует не с исходной, а с возмущенной средой. В простейшем модельном примере (разреженный атомарный газ) возмущение среды излучением сводится к возмущению атомного спектра, т. е. к так называемому *динамическому эффекту Штарка*.

Прежде чем обратиться к вопросу о возмущении полем излучения электрона, связанного в атоме, кратко рассмотрим процесс воздействия переменного электромагнитного поля на свободный электрон. Во-первых, получить ответ в этом случае гораздо проще, а во-вторых, высоковозбужденный электрон, слабо связанный в атоме, практически является свободным. Таким образом, данные, относящиеся к свободному электрону, представляют собой ответ на поставленный вопрос для предельного случая слабо связанного электрона.

Свободный электрон под действием монохроматического электрического поля  $F(t) = F \cos(\omega t + \varphi)$  колеблется (*осциллирует*) в направлении вектора  $F$  под действием силы  $-eF$ . Уравнение движения электрона массы  $m$  в поле имеет вид  $m(d^2x/dt^2) = -eF$ . Решение этого уравнения показывает, что амплитуда колебаний электрона описывается выражением (в атомной системе единиц)

$$a_{\text{кол}} = F/\omega^2, \quad (22)$$

а усредненная за период колебаний энергия электрона — выражением

$$\langle E_{\text{кол}} \rangle \cong (F/\omega)^2. \quad (23)$$



Кроме того, электрон направленно движется (*дрейфует*) в направлении вектора  $F$  со скоростью  $v = (F/\omega) \sin \varphi$ .

Из выражений, описывающих амплитуду колебаний электрона и его колебательную энергию, видно, что параметрами, определяющими их величину, являются частота и напряженность поля излучения. Исходя из соотношений (22) и (23) легко оценить, что в поле светового диапазона частот ( $\omega \sim 0,1\omega_a$ ) при субатомной напряженности поля ( $F < F_a = 5 \cdot 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ), а тем более при атомной ( $F = F_a$ ) и сверхатомной напряженности поля ( $F > F_a$ ), амплитуда колебаний сравнима с размером атома или превышает его, а энергия колеблющегося электрона превышает энергию связи электрона в атоме (прим. 18).

Из этих оценок следует, что в сильном внешнем поле возмущение исходного состояния электрона нельзя считать малой поправкой к исходному состоянию. Даже если при этом электрон остается в связанном состоянии, то структура этого связанного состояния, т. е. структура самого атома, качественно изменяется.

Обратимся теперь к электрону, связанному в атоме. Будем исходить из планетарной модели атома — отрицательно заряженные электроны вращаются по замкнутой орбите вокруг положительно заряженного ядра. Сначала поместим такой атом во внешнее постоянное электрическое поле. Взаимодействие постоянного электрического поля с разноименными зарядами электрона (–) и ядра (+) приведет к тому, что они будут удаляться друг от друга и возникнет явление *поляризации* электронной оболочки атома. Атом приобретает под действием поля *индуцированный дипольный момент*  $d_{\text{инд}} = \alpha_{\text{стат}} F$ , где  $\alpha_{\text{стат}}$  — статическая поляризуемость атома. Этот индуцированный дипольный момент и взаимодействует с полем  $F$ , в результате чего атом, исходно имевший энергию  $E$ , приобретает дополнительную энергию  $\Delta E(F)$ , где

$$\Delta E(F) = \alpha_{\text{стат}} F^2. \quad (24)$$

Таким образом, видно, что воздействие внешнего поля должно приводить к изменению спектра возбужденных состояний электрона в атоме, т. е. к сдвигу атомных уровней.

Эффект возмущения атомного спектра под действием внешнего постоянного электрического поля был впервые обнаружен в 1913 году Штарком в Высшей технической школе (Германия). В дальнейшем этот эффект был детально изучен, однако наблюдавшиеся сдвиги уровней были предельно малы по чисто технической причине — из-за относительно малой величины напряженности постоянных электрических полей, которую можно реализовать в лабораторных установках ( $F \leq \leq 10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ), [10].

В связи с появлением сильных импульсных полей лазерного излучения возник очевидный вопрос: какой характер возмущения атомного спектра можно ожидать в этом случае?

Чтобы ответить на этот вопрос, надо в первую очередь отметить принципиальное отличие переменного поля лазерного излучения от постоянного электрического поля. Это отличие в основном сводится к следующему.

1. При взаимодействии атома с полем лазерного излучения в принципе всегда надо принимать во внимание *квантовую природу излучения* — взаимодействие всегда сводится к процессу поглощения и испускания атомом квантов излучения.

2. Переменное поле, в отличие от постоянного поля, помимо напряженности характеризуется также и частотой. При взаимодействии переменного поля с атомом, частота поля может или находиться, или не находиться в резонансе с частотой переходов в спектре атома. При наличии резонанса характер взаимодействия атома с полем принципиально отличается от случая, когда резонанс отсутствует: в отсутствие резонанса переходы электрона происходят через виртуальное состояние, а при наличии резонанса — через реальное.

3. Переходы через виртуальное состояние всегда происходят практически мгновенно, так как они определяются соотношением неопределенности энергия–время (см. выше п. 4.3). Переходы через реальные состояния определяются временами жизни электрона в этих состояниях, которые на много порядков величины превышают времена при переходах через виртуальные состояния.

По указанным выше причинам возмущение атомного спектра в поле лазерного излучения четко разделяется на резонансное и нерезонансное.

Обратимся в первую очередь к нерезонансному возмущению. С точки зрения физики процесса возмущения атомного спектра отсутствие резонанса означает, что происходит процесс нерезонансного рассеяния излучения с постоянной времени, определяемой соотношением неопределенности энергия–время. Это означает, что процесс возмущения в данном случае является практически мгновенным. С точки зрения практики это наиболее важный случай, так как он не связан с необходимостью специально подбирать с большой точностью частоту лазерного излучения в резонанс с частотой перехода электрона в атомном спектре, а происходит при практически любой частоте излучения.

При отсутствии резонанса возмущение атомного спектра внешним полем излучения именуется *нерезонансным* или *динамическим эффектом Штарка*. Теория дает для этого случая следующее выражение для величины изменения энергии  $n$ -го возбужденного состояния электрона в атоме [10]:

$$\Delta E_n(\omega) = \alpha_n(\omega) F^2 = \frac{1}{2} \sum_m \frac{\omega_{nm} Z_{nm}^2}{\omega_{nm}^2 - \omega^2}, \quad (25)$$

где  $\alpha_n(\omega)$  — динамическая поляризуемость атома,  $n$  — исходное состояние,  $m$  — все прочие реальные состояния электрона в атоме,  $\omega_{nm}$  —

частоты переходов между реальными состояниями. Это выражение иллюстрируется рис. 15.

Из формулы (25) и рис. 15 видно, что в зависимости возмущения энергии атома от частоты можно выделить четыре характерные области. При  $\omega = 0$  динамическая поляризуемость переходит в статиче-

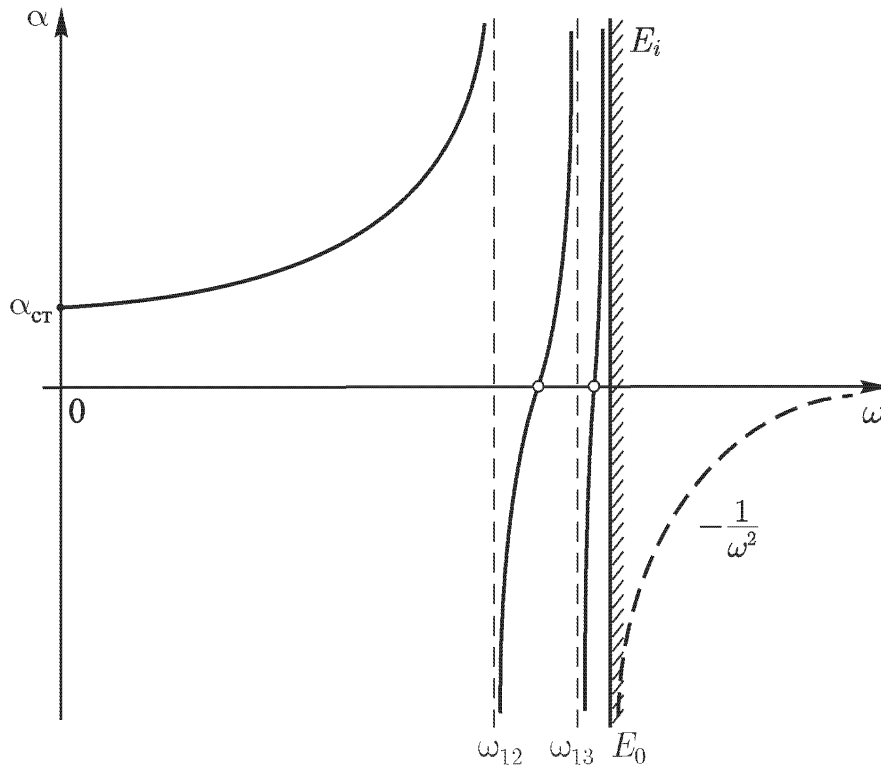


Рис. 15. Зависимость динамической поляризуемости  $\alpha$  основного состояния атома 1 от частоты излучения  $\omega$ ; приведены первые возбужденные состояния электрона в атоме, в которые разрешен однофотонный переход в соответствии с правилами отбора; штриховка означает границу непрерывного спектра состояний электрона, т. е. потенциал ионизации атома; величина  $\alpha_{ст}$  — статическая поляризуемость атома в постоянном электрическом поле; величина  $1/\omega^2$  — параметр, определяющий амплитуду колебаний свободного электрона в переменном поле частоты  $\omega$

скую, т. е. в поляризуемость в постоянном поле. При малых частотах, когда  $0 < \omega \ll \omega_{nm}$ , динамическая поляризуемость слабо зависит от частоты, медленно возрастая при ее увеличении. При  $\omega \sim \omega_{nm}$  динамическая поляризуемость резко зависит от частоты, имеет максимумы и минимумы и изменяет знак в межрезонансных промежутках. Наконец, при  $\omega \geq E_i$ , где  $E_i$ , как и всюду выше, — потенциал ионизации атома, возмущение определяется соотношением (23) для свободного электрона в поле волны.

К формуле (25) надо сделать еще три замечания.

Во-первых, эта формула очевидным образом не является справедливой при наличии резонансов между частотой внешнего излучения и частотами перехода из исходного состояния  $n$  в любые другие свя-

занные состояния  $m$  электрона в атоме. Действительно, при возникновении резонанса величина динамической поляризуемости становится равной бесконечности, так как знаменатель в формуле (25) становится равным нулю.

Во-вторых, на самом деле не существует таких частот внешнего излучения, при которых динамическая поляризуемость становится равной нулю в межрезонансных промежутках. Появление таких частот обусловлено тем, что формула (25) получена в первом приближении по числу фотонов, переизлучающихся в элементарном акте взаимодействия излучения с атомом. Это видно из однофотонной формы знаменателя в формуле (25). Если помимо однофотонного поглощения учесть во втором приближении также и двухфотонное поглощение, то к первому члену, составляющему формулу (25), добавится второй член, учитывающий двухфотонные переходы электрона, имеющий знаменатель вида  $\omega_{nm}^2 - (2\omega)^2$ . Этот член описывает так называемую *гиперполяризуемость атома*. Гиперполяризуемость, как и поляризуемость, также имеет резонансную структуру, но при частотах излучения  $2\omega$ , а не  $\omega$ , как поляризуемость. Из-за разных правил отбора для состояний в случае однофотонных и двухфотонных переходов как резонансы, так и нули в резонансных промежутках реализуются на различных частотах при поляризуемости и гиперполяризуемости. Следовательно, в суммарном эффекте никакие нули не возникают.

Наконец, в-третьих, результаты более строгих расчетов, детально учитывающих специфические свойства высоковозбужденных состояний электрона в атоме, показывают, что переход на предел свободного электрона происходит не при  $\omega \geq E_i$ , как это следует из формулы (25), а при  $\omega$ , меньшей  $E_i$  на значительную величину. Так, например, при  $E_i \cong 10$  эВ и  $\omega \cong 2$  эВ эта величина достигает нескольких эВ.

Как формула (25), так и качественные и количественные следствия из замечаний к ней, сделанных выше, находятся в хорошем согласии с результатами многочисленных экспериментов по наблюдению возмущения электронных спектров различных многоэлектронных атомов. Результат типичного эксперимента приведен на рис. 16. Эти эксперименты выполнены на ряде частот излучения, лежащих в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра при напряженности поля излучения вплоть до величин  $F \cong 0,1F_a \cong 5 \cdot 10^8$  В·см<sup>-1</sup>, чему соответствует интенсивность излучения  $I \sim 10^{14}$  Вт·см<sup>-2</sup>. Рис. 17 схематично отображает совокупность результатов экспериментов и расчетов. Максимальные штарковские сдвиги энергий связанных электронных состояний, наблюдавшиеся при указанной выше максимальной напряженности поля лазерного излучения, составляли величины до 5 эВ. Как видно, это очень большие величины, сопоставимые с величинами потенциалов ионизации атомов.

Большая величина возмущения атомного спектра, реализующаяся практически мгновенно, за время, лишь в несколько раз превышающее

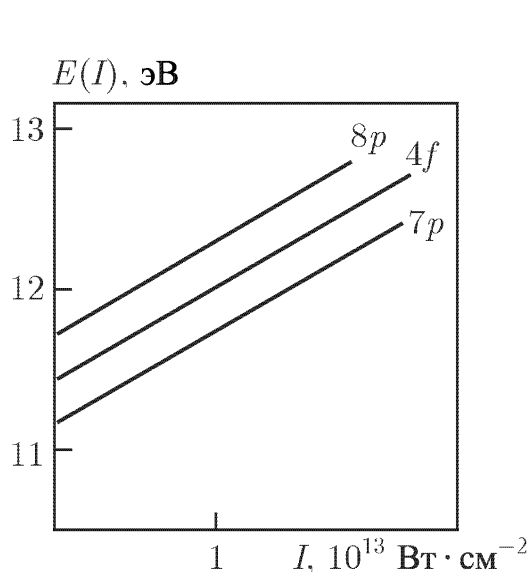


Рис. 16. Динамический штарковский сдвиг возбужденных состояний электрона в атоме ксенона в поле лазерного излучения с энергией кванта  $\hbar\omega \cong 2, 3$  эВ; обозначения  $4f, 7p, 8p$  — идентификация квантовых чисел возбужденных атомных уровней, штарковский сдвиг которых измерялся в этом эксперименте; цифры — значения главных квантовых чисел  $n$

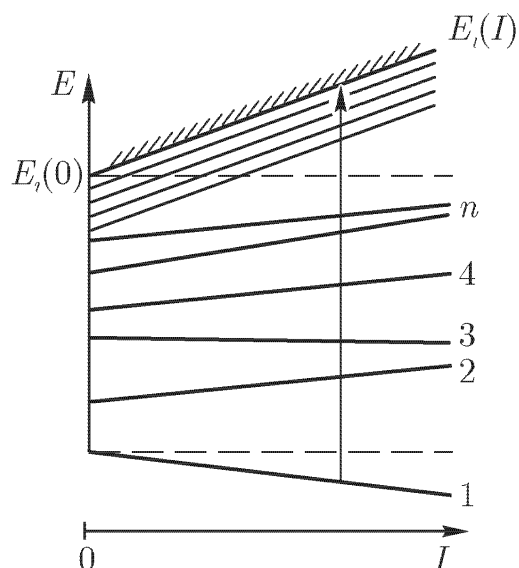


Рис. 17. Схема возмущения атомного спектра в переменном электромагнитном поле; интенсивность излучения  $I$  возрастает слева направо

атомное время, обуславливает введение термина “*атом, одетый полем излучения*”. Этот термин отражает тот факт, что в сильном внешнем поле переходы электрона в атоме происходят не в спектре невозмущенного атома, а в спектре атома, возмущенного полем излучения.

Возникает очевидный вопрос: сколь велик может быть штарковский сдвиг энергий атомных уровней? Чтобы дать ответ на этот вопрос по существу, необходимо привлечь большой теоретический и экспериментальный материал исследований взаимодействия интенсивного излучения с атомами, выходящий за рамки данного обзора. Формальный ответ состоит в том, что предельно возможная величина штарковского сдвига атомных уровней сравнима с той максимальной величиной, которая наблюдалась экспериментально и указана выше:  $\Delta E \cong 5$  эВ [16].

Закончим на этом обсуждение нерезонансного динамического эффекта Штарка и обратимся к краткой информации, какие эффекты возникают при резонансе между частотой внешнего поля и энергией перехода электрона в атомном спектре. Ответ на этот вопрос по сути дела уже почти полностью дан выше, в § 2 и 3, при обсуждении спонтанного и вынужденного излучения атома.

Рассмотрим атом в основном состоянии, находящийся во внешнем поле *резонансного излучения*, т. е. излучения, энергия кванта которого удовлетворяет второму постулату Бора (2). Если интенсивность излу-

чения мала, то электрон поглощает квант излучения и переходит из основного в возбужденное состояние, а в дальнейшем электрон спонтанно возвращается в основное состояние в среднем через интервал времени, именуемый временем жизни атома в возбужденном состоянии. Если интенсивность излучения велика, то возникают вынужденные переходы электрона между резонансными состояниями. Если из возбужденного состояния нет конкурирующего однофотонного перехода в состояния с большей энергией, то электрон осциллирует между резонансными состояниями. Такая модель взаимодействия атома с излучением получила наименование *двухуровневого атома в резонансном поле излучения*.

Такой характер взаимодействия резонансного лазерного излучения с атомом, исходно находящимся в основном состоянии, всегда реализуется, если частота излучения лежит в оптическом диапазоне. При этом конкурирующий однофотонный переход в состояния с большей энергией отсутствует. Действительно, как уже говорилось выше, из-за ангармоничности спектра возбужденных состояний электрона в атоме кратные резонансы не реализуются, а потенциалы ионизации атомов как правило существенно превышают энергию двух квантов излучения видимого диапазона. Соответственно переход в непрерывный спектр (ионизация атома) из верхнего состояния двухуровневого атома как правило не может носить однофотонного характера и тем самым конкурировать с переходом из этого состояния в основное состояние. Что касается многофотонных переходов, то вероятность их реализации априори существенно меньше, чем вероятность реализации однофотонного перехода.

Осцилляции электрона между основным и возбужденным состояниями двухуровневого атома, находящегося в поле резонансного излучения, происходят с частотой  $\Omega$ , пропорциональной напряженности  $F$  внешнего поля. Эта частота осцилляций электрона именуется *частотой Раби* (по имени знаменитого радиоп физика, работавшего, в основном, в Массачусетском технологическом институте, США). Величина частоты Раби лежит в пределах от  $10^7$  до  $10^{17}$  с<sup>-1</sup>. Нижняя граница соответствует критической напряженности поля излучения  $F \sim 10^2$  В·см<sup>-1</sup>, когда вынужденные переходы электрона начинают доминировать над спонтанными, а верхняя граница — атомной напряженности поля излучения  $F \sim 10^9$  В·см<sup>-1</sup>. Из этих оценок видно, что в интересующем нас сильном поле излучения частота Раби весьма велика. Практически это означает, что электрон со средней вероятностью, равной 1/2, находится как в основном, так и в возбужденном состоянии. Это так называемый *эффект насыщения*, возникающий при резонансе частоты внешнего поля с частотой перехода в двухуровневом атоме.

При возникновении эффекта насыщения процесс ионизации атома будет с большой вероятностью происходить из возбужденного состоя-

ния, так как этот процесс требует поглощения меньшего числа фотонов, по сравнению с процессом ионизации из основного состояния.

В принципе резонансное перемешивание состояний двухуровневой системы может носить не только однофотонный, но и многофотонный характер. Однако на практике многофотонное перемешивание является редким событием ввиду эффективной конкуренции различных однофотонных процессов.

При резонансном перемешивании состояний двухуровневой системы исходные состояния трансформируются в состояния атома, одетого полем излучения. Это приводит к изменению их энергий, которое можно называть *резонансным эффектом Штарка*. Однако эти изменения энергии весьма малы, так что практического значения они не имеют.

На этом закончим краткий обзор физических явлений, приводящих к возмущению спектра возбужденных состояний электрона в атоме под действием внешнего поля лазерного излучения. Это позволяет перейти к обсуждению явления светоиндуцированной рефракции, возникающей под действием лазерного излучения, распространяющегося в прозрачных средах.

## § 5. Распространение света большой интенсивности в прозрачных средах

**5.1. Показатель преломления прозрачных сред.** Хорошо известно, что скорость света зависит от свойств той прозрачной среды, в которой свет распространяется. Скорость света максимальна в вакууме, где она равна  $c \cong 3 \cdot 10^{10}$  см  $c^{-1}$ . В любых других прозрачных средах, газообразных, жидких и твердых, скорость света  $v$  меньше, чем скорость света в вакууме. Отношение  $c/v$  называется *показателем преломления среды*:

$$n = c/v. \quad (26)$$

Уменьшение скорости света при его распространении в любой прозрачной среде по сравнению со скоростью света в вакууме обусловлено поляризацией среды, возникающей под действием распространяющегося в ней света. (Напомним, что термин “скорость света” означает фазовую скорость бесконечной монохроматической волны.)

Первый вопрос, на который надо дать ответ, — как связан показатель преломления со свойствами среды и с частотой распространяющегося в ней света?

В качестве простейшей модели прозрачной среды рассмотрим атомарный газ, находящийся при столь малом давлении, когда можно полагать, что свет взаимодействует с каждым атомом отдельно. Такое условие, без сомнений, реализуется, если длина волны света  $\lambda$  удовлетворяет неравенству  $L \gg \lambda \gg a_0$ , где  $a_0$ , как и выше, — размер атома (боровский радиус), а  $L$  — среднее расстояние между атомами в газе. В том случае, когда речь идет об излучении светового диапазона

частот, второе неравенство очевидно; первое неравенство ограничивает плотность атомарного газа сверху вполне разумной с точки зрения эксперимента величиной  $N \leq 10^{12}$  атомов в  $\text{см}^3$  (эта величина  $\sim 10^{-7}$  от атмосферного давления газа и составляет  $\sim 10^{-4}$  мм. рт. ст.). Поляризация светом такой разреженной атомарной среды сводится к поляризации отдельных атомов, т. е. к смещению атомных электронов, превращающих каждый атом в *диполь*. Таким образом, поляризация единицы объема среды, представляющая собой дипольный момент единицы объема среды, определяется соотношением

$$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r}, \quad (27)$$

где  $N$  — плотность атомарной среды, т. е. число атомов в единице объема,  $p$  — дипольный момент отдельного атома, а  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{F})$  — смещение электрона относительно атомного ядра под действием поля  $F$ . Эта зависимость определяется исходя из конкретной модели атома.

В качестве модели атома в данном случае удобно использовать классическую модель в виде *гармонического осциллятора* (прим. 19). Такая упрощенная модель атома была предложена еще в конце XIX века Лоренцем, знаменитым голландским физиком-теоретиком, создателем классической электронной теории вещества. В дальнейшем эта модель нашла широкое применение как в оптике, так и в физике атома.

Согласно простейшему варианту этой модели на электрон, связанный в атоме, действуют две силы — вынуждающая сила со стороны внешнего поля и удерживающая сила со стороны положительно заряженного ядра атома. Кратко охарактеризуем эти силы.

*Вынуждающая сила* имеет вид, уже встречавшийся выше — она равна  $eF$ , где  $e$  — это заряд электрона, а  $F = F_0 \cos \omega t$  — поле волны.

*Удерживающая сила* предполагается квазиупругой, она равна  $-br$ , где  $b$  — константа упругой связи электрона в атоме, а  $r$  — величина смещения электрона от исходного равновесного положения. Линейная зависимость удерживающей силы от величины смещения электрона по сути дела означает, что отклонение электрона от исходного положения происходит на небольшую величину, т. е. означает наличие ограничения сверху на напряженность внешнего поля  $F$ .

Принимая во внимание две указанные выше основные силы, действующие на электрон, связанный в атоме, находящемся во внешнем поле, можно записать следующее уравнение Ньютона для движения электрона:

$$m(d^2r/dt^2) = eF - br. \quad (28)$$

В этом уравнении

$$r = r_0 \cos \omega_0 t, \quad \omega_0 = (b/m)^{1/2}, \quad (29)$$

$r_0$  и  $\omega_0$  — амплитуда и частота собственных колебаний электрона, а константа  $b$  определяется природой конкретного осциллятора — атома.



Таким образом, видно, что состояние связанного электрона в атоме, на который действует внешнее поле, определяется как частотой собственных колебаний электрона  $\omega_0$ , так и частотой внешнего поля  $\omega$ .

Решение уравнения (28) позволяет получить выражение для зависимости величины  $r$  от частот  $\omega$  и  $\omega_0$ , а следовательно, исходя из (27), и для поляризации  $P$ . Используя связь поляризации  $P$  с индукцией электрического поля  $D$  через материальное уравнение  $D = \varepsilon F = F + 4\pi P$ , можно получить следующее выражение для зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и показателя преломления среды  $n = \varepsilon^{1/2}$  от частот  $\omega$  и  $\omega_0$ :

$$n^2 = 1 + 4(\pi e^2/m)N[1/(\omega_0^2 - \omega^2)] \quad (30)$$

(см. прим. 20).

Из выражения (30) видно, что показатель преломления зависит от частоты  $\omega$  внешнего излучения, т. е. имеет место *дисперсия излучения*.

Из выражения (30) следует, что увеличение частоты излучения  $\omega$  приводит к увеличению показателя преломления  $n$ . Таким образом, из выражения (30) видны причины, обуславливающие эффект разложения белого света призмой, исследованный Ньютоном еще в конце XVII века.

Рассмотрим характер зависимости  $n(\omega)$ . Из формулы (30) следует, что в интервале изменения частоты излучения от  $\omega = 0$  до  $\omega = \omega_0$  показатель преломления  $n$  больше единицы и возрастает до  $+\infty$ , а в интервале от  $\omega = \omega_0$  до  $\omega = \infty$  показатель преломления меньше единицы и возрастает от  $-\infty$  до единицы (рис. 18, штрих-пунктир). Очевидно, что значения показателя преломления, равные

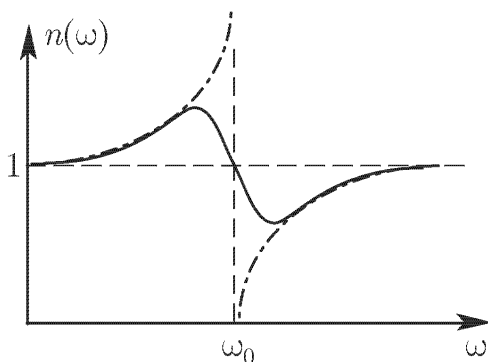


Рис. 18. Зависимость показателя преломления  $n$  от частоты излучения  $\omega$  в окрестности резонансной частоты  $\omega_0$ ; кривая  $a$  (штрих-пунктир) — расчет по формуле (30); кривая  $b$  (сплошная) — расчет с учетом конечной ширины резонансного состояния на частоте  $\omega_0$

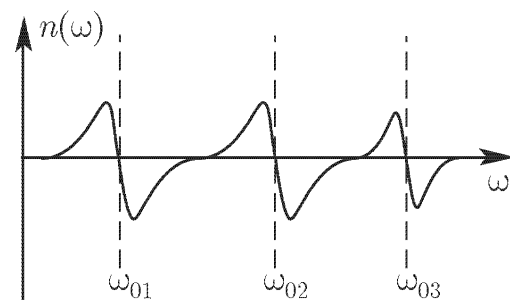


Рис. 19. Зависимость показателя преломления  $n$  от частоты излучения  $\omega$  в интервале спектра возбужденных состояний электрона в атоме; масштаб не соответствует действительности — энергии возбужденных состояний  $n_i$  различаются на величины  $\sim 10-0,1$  эВ, а ширины возбужденных состояний имеют величину  $\leq 10^{-4}$  эВ

бесконечности, не имеют физического смысла. Эти значения возникли из-за использования выше, при получении формулы (30), простейшего приближения, в рамках которого не была учтена тормозящая сила, действующая на электрон из-за затухания его колебаний, в связи с потерей электроном энергии. Учет этой силы трансформирует зависимость  $n(\omega)$ , приведенную на рис. 18 штрих-пунктиром, в зависимость, приведенную на этом рисунке сплошной линией. Интервал изменения частоты между экстремумами в этой последней зависимости именуется областью *аномальной дисперсии*, а вне этой области — областью *нормальной дисперсии*. Качественное различие этих областей состоит в том, что в первой из них увеличение частоты излучения приводит к уменьшению показателя преломления, а во второй — к его увеличению.

При переходе от осциллятора к реальному атому все выводы, следующие из формулы (30) и рис. 18, остаются качественно неизменными.

Зависимость  $n(\omega)$  в атомарной среде имеет вид, изображенный на рис. 19 — области аномальной дисперсии возникают при частотах, соответствующих переходам электрона из основного в возбужденные состояния с учетом квантовых правил отбора. (Количественно эта зависимость изображена совершенно не в масштабе — области аномальной дисперсии имеют размер  $\Delta\omega \sim \Gamma$ , где  $\Gamma$  — естественная ширина атомных уровней, а области нормальной дисперсии имеют размер  $\Delta\omega \sim E_n - E_1$ , т. е. размер расстояния между атомными уровнями. Типичная величина отношения  $\Delta\omega/\Gamma \sim 10^6-10^8$ .)

Таким образом, выполнена задача, поставленная в начале этого параграфа — получена формула, связывающая показатель преломления  $n$  прозрачной среды с частотой  $\omega$  излучения, распространяющегося в этой среде, и с собственными частотами  $\omega_0$ , характеризующими эту среду. Из материала, приведенного выше, известно, что собственными частотами атома являются частоты переходов электрона между реальными связанными состояниями в спектре атома, определяемыми вторым постулатом Бора.

Наконец, надо отметить полную аналогию между резонансными частотными знаменателями в формуле (25) для динамического штарковского сдвига атомных уровней и в формуле (30) для показателя преломления атомарной среды. Эта аналогия имеет глубокий физический смысл. Действительно, в обоих случаях рассматривался один и тот же процесс переходов электрона, связанного в атоме, в различные виртуальные состояния с релаксацией в исходное состояние за время, определяемое соотношением неопределенности энергия–время. По сути дела, это тот же процесс перерассеяния излучения средой, который обуславливает наличие зависимости скорости распространения света от свойств среды.

Приведенное выше выражение для показателя преломления среды (30) позволяет обратиться к интересующему нас вопросу, а именно к

явлению светоиндуцированной рефракции, возникающей в прозрачных средах при распространении в них излучения высокой интенсивности.

**5.2. Явление светоиндуцированной рефракции.** Выше, при рассмотрении процесса распространения излучения в атомарной среде, молчаливо предполагалось, что исходные свойства атомов, составляющих среду, остаются неизменными. Это предположение было полностью обосновано в долазерную эпоху, когда, как уже говорилось выше, интенсивность монохроматического излучения лабораторных источников была невелика. Создание лазерных источников монохроматического излучения привело к увеличению интенсивности излучения на много порядков величины. В связи с этим возникла необходимость учета возмущения среды при распространении через нее лазерного излучения. Определяющим является постоянная времени процесса возмущения среды. Очевидно, что в том случае, когда возмущение атомов среды происходит практически мгновенно, оно происходит на фронте лазерного импульса. При этом основная доля излучения, в том числе и излучение максимальной интенсивности, локализованное в области около максимума импульса, распространяется в среде из возмущенных атомов, свойства которой могут существенно отличаться от свойств исходной среды.

Обратимся к формуле (30) для показателя преломления атомарного газа. Выше, при анализе этой формулы, мы предполагали, что собственная частота осциллятора, величина  $\omega_0$ , является константой. Однако это предположение справедливо лишь в случае излучения малой интенсивности. При большой интенсивности излучения величина  $\omega_0$  является функцией напряженности поля излучения и тем самым трансформируется в величину  $\omega_0(F)$ . Если атом находится исходно в основном состоянии, то величина  $\omega_0$  представляет собой частоту  $\omega_{1,2}$  перехода электрона в спектре связанных состояний из основного состояния 1 в первое возбужденное состояние 2. Как следует из материала, приведенного в п. 4.4, в сильном внешнем поле энергии связанных электронных состояний изменяются из-за динамического эффекта Штарка. Соответственно и частота  $\omega_{1,2}$  трансформируется в частоту  $\omega_{1,2}(F)$ . В какую сторону изменяется эта частота, в сторону увеличения или уменьшения, не важно. Важно, что любое изменение собственной частоты атома приводит к изменению показателя преломления атомарного газа  $n$ . Это утверждение иллюстрирует рис. 20.

Таким образом, возникает явление *явление светоиндуцированной рефракции* — изменение показателя преломления среды под действием распространяющегося в ней излучения.

Выше все время шла речь о прозрачной среде в виде разреженного атомарного газа. Однако в любой прозрачной среде — в газах при большом давлении, в плазме, в жидкостях, кристаллах и стеклах — по разным причинам, но всегда показатель преломления зависит от

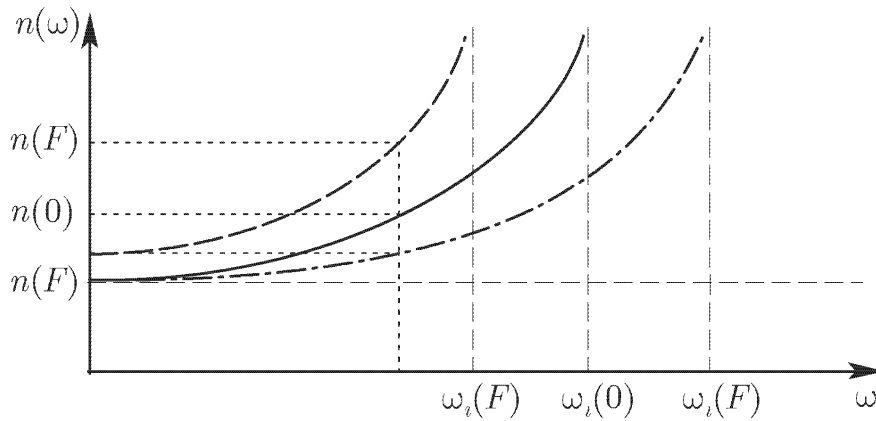


Рис. 20. Изменение показателя преломления  $n$  атомарной среды из-за динамического штарковского сдвига атомного уровня  $\omega_i(F)$  в сильном внешнем поле излучения

интенсивности распространяющегося в среде излучения, т. е. возникает светоиндуцированная рефракция. Различия носят лишь количественный характер и касаются пороговой напряженности поля излучения и постоянной времени для возникновения этого процесса, а также конкретного вида зависимости показателя преломления среды, индуцированного полем волны, от интенсивности излучения.

В общем случае, пользуясь языком усредненных оптических характеристик среды, можно утверждать, что светоиндуцированная рефракция возникает из-за поляризации среды в поле излучения. Ограничиваясь напряженностью поля световой волны  $F \ll F_a$ , где, как и всюду выше,  $F_a$  — атомная напряженность поля, можно поляризацию атома  $P$  разложить в ряд по степеням напряженности поля, полагая, что величина  $F$  является малым параметром:

$$P = P^{(1)}(F) + P^{(2)}(F) + P^{(3)}(F) + \dots = \chi^{(1)}F + \chi^{(2)}F^2 + \chi^{(3)}F^3 + \dots \quad (31)$$

В (31) величины  $\chi^{(i)}$  — это *нелинейные восприимчивости* атома порядка  $i$ . Они определяют процесс взаимодействия внешнего поля с атомом — рассеяние и поглощение излучения в среде. Первый член разложения (31) соответствует линейному взаимодействию поля с атомом, а последующие члены — нелинейному взаимодействию.

Рассматриваемый нами конкретный случай нерезонансного штарковского сдвига атомных уровней является примером нелинейного взаимодействия излучения с веществом, обусловленного лишь рассеянием излучения.

**5.3. Самофокусировка и самодефокусировка пучка интенсивного излучения.** Рассмотрим в качестве примера проявления светоиндуцированной рефракции процесс распространения пучка лазерного излучения из вакуума в произвольную прозрачную среду с показателем преломления  $n > 1$  (рис. 21, а, б, в). Пусть для определенности граница

между вакуумом и средой является плоскостью, а ось пучка лазерного излучения перпендикулярна этой границе. Распределение лазерного излучения по фронту волны, как и всегда, представляет собой кривую с максимумом на оси пучка (см. выше п. 3.2).

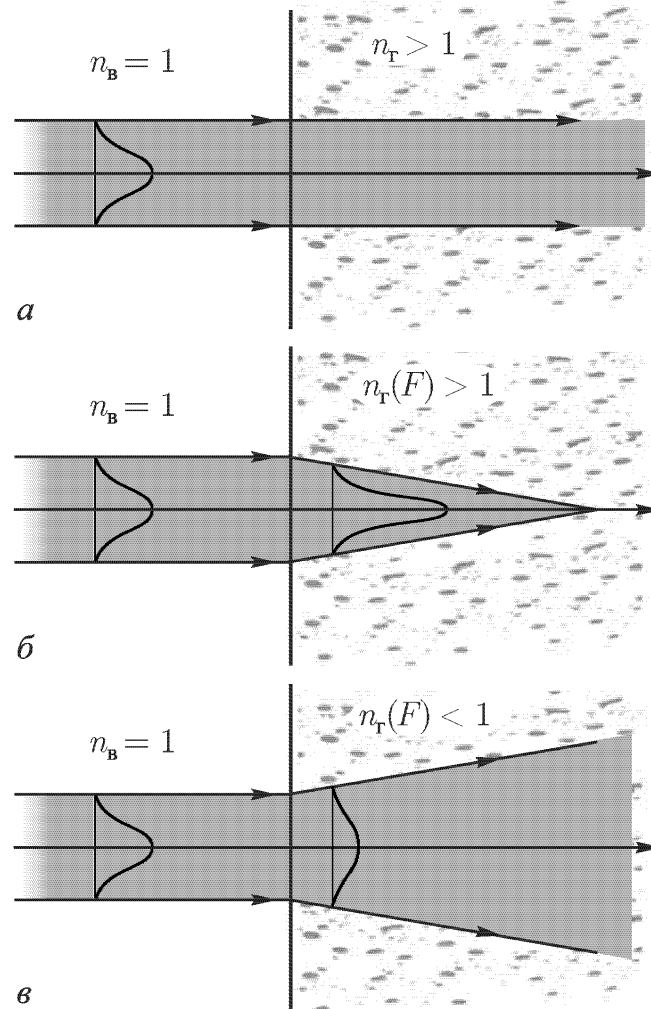


Рис. 21. Распространение пучка лазерного излучения из вакуума в газ; *a* — случай малой интенсивности излучения,  $n_r = \text{const}$ ; *б*, *в* — случай большой интенсивности излучения,  $n_r = n_r(F)$ ; *б* — самофокусировка излучения; *в* — самодефокусировка излучения

Случай малой интенсивности лазерного излучения приведен на рис. 21, *a*. Пусть интенсивность излучения столь мала, что показатель преломления прозрачной среды остается практически неизменным при распространении в ней лазерного излучения. При этом различие между вакуумом и прозрачной средой с показателем преломления  $n_{\text{ср}} > 1$  сводится лишь к изменению скорости распространения излучения, которая равна скорости света  $c$  в вакууме и равна  $v = c/n_{\text{ср}}$  в среде. Направление распространения излучения и пространственное распределение излучения в пучке остаются неизменными.

Случай большой интенсивности лазерного излучения приведен на рис. 21, *б*, *в*. В обоих случаях интенсивность излучения столь велика,

что показатель преломления изменяется под воздействием излучения и зависит от его интенсивности. Показатель преломления среды  $n_{\text{ср}}(I)$  при этом максимально отличается от исходного значения  $n_{\text{ср}}$  на оси пучка, где интенсивность излучения максимальна, а абсолютная величина различия между величинами  $n_{\text{ср}}$  и  $n_{\text{ср}}(I)$  уменьшается от оси к краю пучка в соответствии с уменьшением интенсивности излучения.

При распространении пучка лазерного излучения в прозрачной среде в таких условиях скорость распространения излучения  $v$  изменяется по фронту волны ввиду неравномерности распределения интенсивности излучения по фронту. Различие скоростей распространения излучения в разных точках фронта волны изменяет форму фронта волны. В зависимости от знака изменения показателя преломления это приводит к двум противоположным эффектам — *самофокусировке* и *самодефокусировке* излучения.

Самофокусировка излучения (рис. 21, б) возникает, если по мере увеличения интенсивности излучения показатель преломления увеличивается. В этом случае величина  $n_{\text{ср}}(I)$  оказывается максимальной на оси пучка и убывает от оси к периферии. Так как известно (вспомним закон Снелла!), что световые лучи отклоняются в ту сторону, где показатель преломления больше, то возникает самофокусировка излучения.

Самодефокусировка излучения (рис. 21, в) возникает в противоположном случае, когда по мере увеличения интенсивности излучения показатель преломления среды  $n_{\text{ср}}(I)$  уменьшается. Принимая во внимание исходное распределение интенсивности излучения с максимумом на оси пучка, легко видеть, что показатель преломления уменьшается на оси пучка быстрее, чем на его периферии, что приводит к возникновению расходимости излучения.

Таким образом, *при большой интенсивности излучение распространяется в прозрачной среде не прямолинейно*. Среда, в которой распространяется излучение, играет роль либо фокусирующей, либо дефокусирующей линзы. В рассмотренном выше случае среды в виде атомарного газа отклонения от прямолинейного распространения лазерного излучения тем больше, чем ближе частота излучения к одной из областей аномальной дисперсии, а знак эффекта (фокусировка или дефокусировка) определяется знаком расстройки частоты излучения  $\omega$  от резонансной частоты  $\omega_0$  (см. рис. 20).

Как уже говорилось выше, явление светоиндуцированной рефракции возникает в любых прозрачных средах. Следовательно, в любых прозрачных средах может возникать и явление самофокусировки света. Причины, приводящие к возникновению явления светоиндуцированной рефракции, различны в различных средах. Поэтому как качественные, так и количественные характеристики этого явления в различных средах тоже различны. Это касается как знака самого явления, так и зависимости амплитуды явления от частоты и интенсивности излучения.

Явление самофокусировки лазерного излучения впервые наблюдалось в жидкостях. В дальнейшем самофокусировка исследовалась в самых различных средах от газов до твердых тел.

Очевидно, что при самофокусировке лазерного излучения его интенсивность в области фокуса образующейся динамической линзы может на много порядков величины превышать интенсивность излучения в исходном пучке. При этом может возникать *оптический пробой среды*, приводящий к ее деструкции [11]. В случае среды в виде разреженного газа, о которой все время шла речь выше, газ ионизируется, образуется плазма, которая, поглощая излучение, нагревается и становится непрозрачной для излучения. В случае твердотельных прозрачных сред, кристаллов и стекол, в динамическом фокусе происходит микровзрыв, нарушающий прозрачность среды. Это явление определяет так называемую *лучевую прочность* конструкционных материалов, из которых изготовлены детали самого лазера (кристаллы и стекла в виде активных элементов) и детали, составляющие канал транспортировки лазерного излучения (стеклянные и кварцевые призмы, пластины и линзы).

Заканчивая этот пункт, можно обобщить его содержание следующим утверждением: *закон Евклида о прямолинейном распространении света справедлив лишь при малой интенсивности света, а при большой интенсивности он нарушается.*

Качественно аналогичное утверждение можно сделать и в отношении других эффектов, определяющих распространение излучения, а именно относительно законов *отражения* и *преломления* света на границе двух прозрачных сред. Хорошо известные из геометрической оптики законы, описывающие эти процессы при малой интенсивности излучения, при большой интенсивности нарушаются. В частности, возникает излучение и на частотах, кратных по отношению к частоте падающего излучения. Все эти эффекты обусловлены различными микроскопическими явлениями, происходящими в прозрачных средах под действием высокоинтенсивного излучения и приводящими к возникновению в этих средах нелинейной поляризуемости, индуцированной излучением.

В качестве конкретного примера можно указать на процесс распространения пучка высокоинтенсивного лазерного излучения в воздухе, который определяется различными светоиндуцированными нелинейными эффектами, резко ограничивающими то расстояние, на которое излучение может распространиться без существенного изменения.

**5.4. Поглощение излучения большой интенсивности.** Обратимся теперь к *поглощению* высокоинтенсивного излучения в прозрачных средах.

В оптике долазерной эпохи поглощение излучения описывалось *законом Бугера*. Еще в середине XVIII века Бугер установил эксперимен-

тально и обосновал теоретически зависимость интенсивности излучения от коэффициента поглощения  $\alpha$  среды (характеристики вещества среды) и толщины  $d$  слоя вещества, имеющую вид

$$I = I_0 \exp(-\alpha d), \quad (32)$$

где  $I_0$  — интенсивность излучения, падающая на вещество. При этом всегда выполнялось *правило Бэра* — коэффициент поглощения  $\alpha$  не зависит от интенсивности излучения, а определяется лишь свойствами самой среды. Как правило Бэра, так и закон Бугера были естественным следствием исходного предположения о неизменности свойств среды в которой распространяется свет. При распространении излучения в разреженном атомарном газе основной причиной поглощения излучения является резонансное возбуждение атомов, наблюдаемое экспериментально в виде спектров поглощения газов.

Интересно отметить, что именно на примере закона Бугера известный русский физик Вавилов в первой половине XX века, т. е. в долазерную эпоху, пытался экспериментально обнаружить существование нелинейных эффектов при взаимодействии интенсивного излучения с веществом. Несмотря на фантастический диапазон, в котором изменялась интенсивность излучения в этих опытах (до  $10^{20}$  раз!), отклонений от закона Бугера обнаружить не удалось. Как сейчас очевидно, дело было в том, что максимальная интенсивность излучения, реализованная в этих опытах, была недостаточно велика для существенных изменений свойств поглощающей среды.

Ситуация очевидным образом изменилась в связи с появлением высокоинтенсивного лазерного излучения. Действительно, при большой интенсивности лазерного излучения коэффициент поглощения становится функцией интенсивности излучения, т. е. нарушается правило Бэра. Помимо возникновения многофотонных переходов, к нарушению правила Бэра при большой интенсивности излучения приводит также и возникновение насыщения того квантового перехода, который определяет коэффициент поглощения. *Эффект насыщения* заключается в выполнении неравенства  $w_{1n}t > 1$ , где  $w_{1n}$  — вероятность в единицу времени резонансного перехода, определяющего поглощение, а  $t$  — длительность действия излучения. Выше (см. п. 4.4) уже обсуждался этот вопрос и было выяснено, что возникновение эффекта насыщения приводит к равной заселенности резонансных состояний 1 и  $n$ , препятствующей увеличению поглощения при увеличении интенсивности излучения.

Таким образом, *закон Бугера справедлив лишь при малой интенсивности излучения и нарушается при большой интенсивности излучения.*

Заканчивая этот параграф отметим, что и *закон независимости световых пучков не выполняется при большой интенсивности излучения.* Это очевидно, так как справедливость закона независимости



световых пучков основана на отсутствии зависимости свойств среды от интенсивности распространяющегося в ней излучения. Так как при большой интенсивности излучения свойства среды изменяются под воздействием одного из пучков, то второй пучок будет распространяться уже не в исходной, а в возмущенной среде. Таким образом, эти пучки при их распространении не будут независимыми.

## § 6. Заключение

Из проведенного выше краткого рассмотрения процесса взаимодействия излучения с атомами следует, что *все общеизвестные основные законы физической оптики справедливы лишь при малой интенсивности излучения, а при большой интенсивности эти законы качественно и количественно изменяются.*

Заметим еще раз, что среда в виде разреженного атомарного газа рассматривалась выше лишь ради максимальной простоты при изложении физики процесса взаимодействия излучения с веществом. Все выводы, сделанные выше, качественно справедливы для любых других прозрачных сред.

Однако при переходе от спонтанного излучения априорно малой интенсивности к вынужденному (лазерному) излучению большой интенсивности не только трансформируются основные законы долазерной оптики, но и возникает большой круг новых явлений, принципиально отсутствовавших в рамках долазерной оптики. Возникновение этих новых явлений обусловлено, помимо большой интенсивности излучения, также и его когерентностью, малой длительностью импульса излучения и другими специфическими чертами лазерного излучения. Общим для любых процессов, возникающих при взаимодействии высокоинтенсивного вынужденного когерентного лазерного излучения с веществом, является возникновение нелинейной поляризуемости вещества под действием излучения и взаимодействие излучения с поляризованным веществом. Именно этот факт и послужил основанием для введения нового термина "*нелинейная оптика*", обобщающего все подобные процессы.

Здесь приходится ограничиться лишь перечислением некоторых из тех новых явлений, которые возникают при большой интенсивности излучения. К таким явлениям можно отнести светоиндуцированную прозрачность вещества [12], фотонное эхо [13], ускорение нейтральных атомов в поле лазерного излучения [14], ориентацию и фокусировку нейтральных молекул в поле излучения [15], стабилизацию атома в поле излучения сверхатомной напряженности [16]. Все эти явления наблюдаются экспериментально и описаны теоретически, а многие из них нашли применение в различных областях физики и техники.

Остается один вопрос, на который хотелось бы дать четкий ответ: что такое большая и малая интенсивность излучения? Качественный

ответ на этот вопрос дан выше — при большой интенсивности излучения нельзя пренебрегать многофотонными процессами и возникновением поляризуемости среды, индуцированной полем излучения; при малой интенсивности излучения оба эти явления можно не принимать во внимание. Из материала, приведенного выше, также ясно, что единый количественный критерий большой или малой интенсивности излучения отсутствует; критическая величина интенсивности излучения существенно зависит как от свойств той среды, в которой распространяется излучение, так и от основных характеристик самого излучения. Минимальная величина критической интенсивности излучения соответствует возникновению эффекта насыщения при однофотонном резонансе между частотой излучения и собственной частотой двухуровневого атома. Величина этой минимальной критической интенсивности излучения порядка  $100 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , что по порядку величины соответствует той предельной интенсивности монохроматического излучения, которую можно реализовать, используя лабораторные источники спонтанного излучения. Для всех прочих случаев, когда взаимодействие излучения с веществом носит нелинейный характер, очевидно, что критическая интенсивность излучения превышает указанную выше величину.

В целом видно, что достижения лазерной физики весьма велики, они сводятся не только к необходимости пересмотра ряда установившихся основополагающих положений физики долазерной эпохи, но и к обнаружению многочисленных, не известных ранее явлений. Предельные значения ряда основных параметров, характеризующих лазерное излучение, пока еще можно оптимизировать, развивая технику лазеростроения. Поэтому следует ожидать обнаружения новых эффектов, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом.

Выше все внимание было уделено принципиальным отличиям нелинейной и линейной оптики. Однако нельзя не отметить, что различные нелинейно-оптические явления оказались весьма важны для широкого круга приложений в различных областях науки и техники. Практических применений нелинейно-оптических явлений так много, что даже их простое перечисление с краткими комментариями требует написания отдельного обзора.

Данная брошюра представляет собой конспект лекций, прочитанных автором учащимся 11-х классов лицея “Вторая школа” (г. Москва) в 2002–2003 учебном году.

Автор выражает глубокую благодарность П.Г. Крюкову, сделавшему ряд ценных замечаний к содержанию рукописи, учтенных в окончательном тексте обзора. Автор благодарен Н.Б. Бартошевич-Жагель за тщательное и творческое редактирование рукописи и Е.Ю. Морозову за изготовление рисунков по авторским черновикам и полного компьютерного оригинал-макета.

## Примечания

1.  *$\alpha$ -частица* — это ядро атома гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов и потому имеющее положительный заряд, равный 2.
2. *Сцинтиллятор* — вещество (кристалл, жидкость, пластмасса и др.), люминесцирующее, т. е. испускающее свет, при попадании на него заряженных частиц; широко используемый детектор в атомной и ядерной физике; в современной модификации — сцинтилляционный счетчик.
3. *При рассеянии  $\alpha$ -частицы на атомном ядре* на угол порядка  $180^\circ$  в момент изменения направления движения  $\alpha$ -частицы на противоположное кинетическая энергия частицы полностью переходит в потенциальную энергию ее отталкивания от ядра; эта потенциальная энергия определяется законом Кулона. Из величины заряда ядра можно определить минимальное расстояние, на которое сближаются  $\alpha$ -частица и ядро; это расстояние, очевидно, является верхней оценкой размера ядра.
4. *Время жизни электрона*, находящегося исходно на определенной орбите в атоме водорода, согласно классической физике определяется потерями энергии электрона на излучение  $-dE/dt \sim a^2$ , где  $a = e^2/mr^2$  — ускорение электрона, вращающегося по орбите радиуса  $r$  вокруг ядра.
5. *Численные значения боровского радиуса атома, его потенциала ионизации и постоянной Ридберга* получаются из второго закона Ньютона для электрона, вращающегося вокруг ядра по круговой орбите радиуса  $r$ , связанного с ядром кулоновской силой притяжения в соответствии с равенством  $mv^2/r = Ze^2/r^2$ , и из правила квантования для момента импульса электрона  $M = rmv = n\hbar$ . Таким образом, для радиуса первой (стационарной) орбиты получается выражение  $r_1 = \hbar^2/me^2 \cong 0,5 \times 10^{-8}$  см =  $r_a$ ; энергия связи электрона в основном состоянии  $E_1 = -me^4/2\hbar^2 \cong -13,5$  эВ =  $E_i$ ; постоянная Ридберга  $R \cong 13,5$  эВ.
6. *Когерентность* — это свойство волновых процессов согласованно протекать во времени или в пространстве; мерой когерентности является разность фаз рассматриваемых процессов; полная когерентность означает отсутствие разности фаз; частичная когерентность — наличие разности фаз, которая, однако, мала по сравнению с периодом волнового процесса.
7. *Сечение (или эффективное сечение)* — величина, определяющая в формуле для вероятности какого-либо процесса лишь свойства взаимодействующих частиц и не зависящая от интенсивности потока частиц; в рассматриваемом выше примере речь идет о вероятности в единицу времени  $w$  взаимодействия фотона с электроном, имеющей размерность  $c^{-1}$ ; так как интенсивность излучения  $I$  имеет размерность  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , то в данном случае сечение  $\alpha$  имеет размерность площади —  $\text{см}^2$ ; это типичная размерность сечений процессов, в которых в элементарном акте поглощается или испускается одна частица; ниже мы встретимся с сечениями других процессов, имеющими другую размерность.
8. *Селективное по частоте изменение коэффициентов отражения или пропускания* осуществляется за счет интерференции монохроматического излучения в многослойных покрытиях зеркал.

9. *Интерферометр Фабри–Перро* — широко используемый в оптике прибор, в котором возникает многократное отражение излучения в области пространства между двумя параллельными зеркалами, приводящее к установлению стационарного поля в интерферометре; это поле характеризуется определенной системой мод (собственных колебаний) излучения между зеркалами (см. прим. 11).
10. *Лазерный усилитель* представляет собой активную среду без резонатора, через которую проходит лазерное излучение; при прохождении через активную среду усилителя интенсивность лазерного излучения увеличивается за счет вынужденного испускания излучения при релаксации электронов, находящихся в возбужденном состоянии; очевидно, что излучение, испускаемое усилителем, когерентно вынуждающему лазерному излучению.
11. *Ограничение снизу на длительность импульса лазерного излучения* определяется волновой природой излучения; при длительности импульса, меньшей одного периода волны, волновые свойства излучения не реализуются.
12. *Моды резонатора* — установившиеся собственные колебания излучения в резонаторе — подразделяются на: а) основную (аксиальную) моду, направленную вдоль оси резонатора; б) боковые моды, имеющие определенные (малые) углы по отношению к основной моде; в) продольные моды, различающиеся частотами в пределах ширины линии излучения; лазерное излучение именуется *многомодовым*, если присутствуют боковые моды, *одномодовым* — если боковые моды отсутствуют и возбуждается лишь аксиальная мода, и *одночастотным* — если из всех аксиальных продольных мод выделяется одна мода.
13. *Правило Стокса* было сформулировано исходя из совокупности экспериментальных данных об излучении *фотолюминесценции*, т. е. свечения вещества после его возбуждения излучением.
14. *Эйнштейн пишет в своей работе 1905 года “Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света”* в §7 “О правиле Стокса” следующее: “. . . отклонения от правила Стокса возможны в следующих случаях: 1. *Когда число квантов в единице объема, одновременно участвующих в процессе, так велико, что один квант возбуждаемого света может получить свою энергию от многих возбуждающих квантов. . .*”. Это утверждение Эйнштейна в дальнейшем практически не обсуждалось в научной литературе вплоть до создания лазеров в середине XX века.
15. *Квантовая механика* позволяет описать физические процессы, в которых величина *действия* не превышает величины постоянной Планка  $\hbar \cong 10^{-34}$  Дж·с. Действие, помимо размерности [энергия × время], имеет также размерности [импульс × расстояние] и [момент]. Малость абсолютной величины постоянной Планка определяет область применимости квантовой механики — это процессы, в которых определяющую роль играют микрочастицы — электроны, нуклоны, атомы и молекулы. Если величиной постоянной Планка можно пренебречь по сравнению с величиной классического действия, рассчитанного в рамках классической

механики, то для описания физических процессов можно использовать классическую физику.

16. *Оценки*, приведенные в тексте, легче всего сделать, используя *атомную систему единиц*. В атомной системе единиц заряд электрона  $e$ , масса электрона  $m$  и постоянная Планка  $\hbar$  полагаются равными 1; единицей энергии является величина  $E_a \cong 27$  эВ, а единицей времени —  $t_a \cong 10^{-17}$  с. В атомных единицах соотношение (18) имеет вид:  $\Delta E \Delta t \sim 1$ , на основании которого расстройке  $\Delta E \sim 1$  эВ  $\sim 3 \cdot 10^{-2} E_a$  соответствует величина  $\Delta t \sim 10-10^2 t_a \sim 10^{-15}-10^{-16}$  с; как видно, это время на много порядков величины меньше так называемого естественного времени жизни электрона в возбужденном состоянии.
17. *Нестационарная теория возмущений* — это частный случай общей *теории возмущений*, когда возмущение зависит от времени. Теория возмущений — это метод вычисления возмущения различных физических величин в тех случаях, когда возмущение является малой поправкой к исходной величине. В основе теории возмущений лежит разложение по определенному малому параметру, что позволяет вслед за точным решением при нулевом значении параметра находить путем последовательных итераций решения при его ненулевых значениях. Одной из основных задач нестационарной теории возмущений является вычисление вероятностей переходов электрона между состояниями квантовой системы (например, атома), возникающих под действием внешнего возмущения (например, поля излучения).
18. *Оценки*, приведенные в тексте, легче всего сделать, используя атомную систему единиц (см. прим. 16). В атомной системе единиц длины является *боровский радиус* атома  $r_a \sim 10^{-8}$  см; атомная единица энергии приведена в прим. 16.
19. *Осциллятор* — это физическая система (в частности, точка) совершающая периодические колебания около положения устойчивого равновесия. Колебания, описываемые уравнением вида  $x = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ , в силу периодичности функции  $\cos \varphi$  являются периодическими (гармоническими). Гармонический осциллятор является простейшей моделью электрона, связанного в атоме или молекуле.
20. *Решение уравнения Ньютона (28) для электрона, связанного в атоме и находящегося в поле волны*, можно найти следующим образом: из (28) делением обеих частей на величину  $m$  получаем уравнение  $d^2 r/dt^2 + \omega_0^2 r = (e/m) F_0 \sin \omega t$ , решение которого  $r = A \sin \omega t$ , где величина  $A = (e/m) F_0 (\omega_0^2 - \omega^2)^{-1}$ , в чем можно убедиться подстановкой. Отсюда  $P = Ner = N(e^2/m) F_0 \sin \omega t (\omega_0^2 - \omega^2)^{-1}$ , и, так как  $D = \varepsilon F = F + 4\pi P$ , то для  $\varepsilon = n^2$  получаем выражение (30).

## Содержание

§ 1. Введение . . . . .	3
§ 2. Поглощение и испускание излучения атомом . . . . .	4
2.1 Атом Бора . . . . .	4
2.2 Спонтанное излучение атома . . . . .	10
2.3 Вынужденное излучение атома . . . . .	14
§ 3. Лазеры и лазерное излучение . . . . .	18
3.1 Принципы действия лазера . . . . .	18
3.2 Устройство типичного лазера . . . . .	19
3.3 Основные свойства лазерного излучения . . . . .	23
3.4 Блок-схема мощного импульсного лазера . . . . .	25
§ 4. Атом в сильном поле лазерного излучения . . . . .	28
4.1 Атом в слабом поле излучения . . . . .	28
4.2 Атом в сильном поле излучения. Многофотонные процессы	33
4.3 Физика многофотонных процессов . . . . .	37
4.4 Атом в сильном поле излучения. Возмущение атомного спек- тра . . . . .	41
§ 5. Распространение излучения большой интенсивности в прозрач- ных средах . . . . .	48
5.1 Показатель преломления прозрачных сред . . . . .	48
5.2 Явление светоиндуцированной рефракции . . . . .	52
5.3 Самофокусировка и самодефокусировка лазерного излучения	53
5.4 Поглощение излучения большой интенсивности . . . . .	56
§ 6. Заключение . . . . .	58

## Список литературы

1. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Основы нелинейной оптики атомарных газов. М. Наука. 1986.
2. *Лендъел Б.* Лазеры. М. Мир. 1964.
3. *Климонтович Ю.Л.* Квантовые генераторы света и нелинейная оптика. М. Просвещение. 1966.
4. *Пекара А.* Новый облик оптики. М. Сов. радио. 1973.
5. *Бирнбаум Д.* Оптические квантовые генераторы. М. Сов. Радио. 1969.
6. *Ораевский А.Н.* Спонтанное излучение атомов. Соросовский Образовательный Журнал (СОЖ ). № 9. С. 80. 2000.
7. *Козлов С.А.* Когерентный и некогерентный свет. СОЖ. № 2. С. 76. 2001.
8. *Сэм М.Ф.* Лазеры и их применение. СОЖ. № 6. С. 92. 1996.
9. *Крайнов В.П.* Соотношение неопределенности энергия — время. СОЖ. № 5. С. 77. 1998.
10. *Делоне Н.Б.* Возмущение атомного спектра в периодическом электромагнитном поле. СОЖ. № 5. С. 90. 1998.
11. *Райзер Ю.П.* Пробой газов под действием лазерного излучения. СОЖ. № 1. С. 89. 1998.
12. *Попов А.К.* Когерентность, безинверсное усиление и индуцированная прозрачность на квантовых переходах. СОЖ. № 7. С. 108. 1999.
13. *Манькин Э.А.* Спиновое и фотонное эхо. СОЖ. № 8. С. 88. 1998.
14. *Шалагин А.М.* Механическое воздействие лазерного излучения на атомы. СОЖ. № 10. С. 86. 1999.
15. *Крайнов В.П.* Ориентация и фокусировка молекул полем лазерного излучения. СОЖ. № 4. С. 90. 2000.
16. *Делоне Н.Б.* Атом в сильном поле лазерного излучения. Библиотека физ.-мат. литературы для школьников и студентов. ФИЗМАТЛИТ. 2002.