

Н. Б. ДЕЛОНЕ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

КУРС ЛЕКЦИЙ



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1989

ББК 22.34
Д29
УДК 535 (075.8)

*Рекомендовано Государственным комитетом СССР
по народному образованию
для использования в учебном процессе
студентами физических специальностей вузов*

Рецензенты:
кафедра теоретической ядерной физики Московского инженерно-физического института (зав. кафедрой д-р физ.-мат. наук, проф. Н. Б. Парожный);
чл.-кор. АН СССР С. И. Анисимов

ДЕЛОНЕ Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом:
Курс лекций: Учеб. руководство.— М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.— 280 с. ISBN 5-02-014056-2.

В форме лекций, читаемых автором студентам Московского физико-технического института, изложены основные представления о процессах взаимодействия лазерного излучения с атомами и молекулами, газами, прозрачными и непрозрачными конденсированными средами. Главное внимание уделено наиболее важным физическим явлениям, специфичным для взаимодействия лазерного излучения. Рассмотрены различные приложения в смежных областях науки и техники. Приведена библиография, необходимая для самостоятельного изучения данной темы.

Для студентов старших курсов и аспирантов физических специальностей вузов, а также научно-технических работников, занимающихся квантовой электроникой и квантовой радиофизикой.

Ил. 95. Библиогр.: 317 назв.

Д 1604060000—033
053(02)-89 107-89

ISBN 5-02-014056-2

© Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга представляет собой изложение лекций, которые автор читал в течение ряд лет студентам старших курсов Московского физико-технического института.

Основной целью книги, как и курса лекций, является попытка дать читателю простое изложение основных физических явлений, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с веществом. На первый взгляд может показаться, что объединение в один курс описаний процессов взаимодействия лазерного излучения с атомами и молекулами, с одной стороны, и с конденсированными прозрачными и непрозрачными телами, с другой стороны, носит искусственный характер. Однако на самом деле это не так. Дело в том, что специфические черты взаимодействия на микроскопическом уровне существенно определяют характер взаимодействия на макроскопическом уровне. Эта взаимосвязь четко прослеживается на протяжении всего курса лекций. На первый взгляд также может показаться искусственным и выделение в отдельную главу физики процесса взаимодействия с веществом именно лазерного излучения. Так, на лазеры можно смотреть как на источники света, а взаимодействие света с веществом является детально разработанной главой физической оптики. На самом деле, это не так ввиду специфических свойств лазерного излучения, качественно (когерентность) и количественно (монохроматичность, высокая интенсивность, малая длительность действия) отличающих его от излучения любых некогерентных источников долазерной эпохи.

Обращаясь к этому курсу лекций, читатель должен иметь в виду, что общий объем материала даже в тех рамках, в которых он изложен в книге, весьма велик. Так, различным вопросам, затронутым в отдельных лекциях, посвящены целые монографии, а иногда и несколько монографий. Это заставило автора придерживаться, как правило, определенного стиля изложения, заключающегося в сосредоточении внимания на каком-либо одном, важнейшем, вопросе и простом перечислении других вопросов, представляющихся второстепенными. Конечно, как выделение важнейших вопросов, так даже и тем отдельных лекций носит в известной мере субъективный характер. Содержание курса от

года к году изменялось не раз; наверное, такие изменения будут происходить и в дальнейшем. Они обусловлены не только поисками оптимального изложения материала, а также и непрерывным развитием лазерной техники и параметров лазерного излучения и, тем самым, расширением круга тех явлений, которые играют существенную роль.

Наконец, необходимо сделать одно общее замечание относительно ссылок на рекомендуемую литературу. Во всех случаях преимущество отдавалось монографиям и обзорам, а не оригинальным работам, что, с точки зрения автора, должно облегчить работу тех читателей, которые захотят более углубленно изучить тот или иной вопрос.

Данный курс лекций предполагает знакомство читателя с общим курсом физики для высших учебных заведений, а также с курсами квантовой механики, оптики и физики лазеров. Ссылки на соответствующие курсы, оптимальные с точки зрения автора, приведены по мере надобности в отдельных лекциях.

С точки зрения автора, этот курс может представлять интерес для широкого круга молодых исследователей — студентов, аспирантов, инженеров и научных работников, так или иначе связанных с использованием лазерного излучения.

Автор благодарен сотрудникам кафедры теоретической ядерной физики МИФИ и чл.-кор. АН СССР С. И. Анисимову, а также С. П. Гореславскому и В. П. Крайнову, сделавшим многочисленные замечания к рукописи курса лекций, А. А. Коломенскому за замечания к лекции 17, Г. А. Ляхову — к лекции 9 и А. А. Маненкову — к лекции 18. Подавляющее большинство сделанных замечаний было принято во внимание при подготовке рукописи к печати, что, безусловно, улучшило изложение материала.

Автор благодарен М. Ю. Иванову, взявшему на себя труд подготовки рукописи к печати, проверки формул, численных оценок и литературных ссылок.

Лекция 1. ИЗЛУЧЕНИЕ И ВЕЩЕСТВО

Лазерное излучение. Вещество. Взаимодействие на атомном уровне. Взаимодействие излучения с прозрачными средами. Взаимодействие излучения с непрозрачными средами

Обращаясь к проблеме взаимодействия лазерного излучения с веществом, сначала необходимо в общих чертах охарактеризовать как излучение, так и вещество.

Если обратиться к лазерному излучению, то в первом приближении можно использовать для него привычный термин «свет». Действительно, в настоящее время лазерный эффект осуществлен в диапазоне частот от ближнего ультрафиолетового до ближнего инфракрасного, т. е. (в широком смысле этого слова) в световом диапазоне частот.

Если обратиться к веществу, то здесь диапазон весьма широк, от микроскопических объектов (атомы, молекулы) до макроскопических конденсированных прозрачных и непрозрачных сред (газы, плазма, жидкость, твердые тела).

Различные аспекты взаимодействия света с веществом, как хорошо известно, являются предметом экспериментального и теоретического исследования на протяжении всей истории развития физики. К середине этого века именно эта проблема казалась одним из наиболее изученных направлений как в рамках оптики [1], так и в рамках электродинамики [2], квантовой механики [3], теории излучения [4] и других разделов физики. Однако в середине века, сразу после создания лазеров, пришлось вновь обратиться к этой старой проблеме, роль света в которой стало играть лазерное излучение. При этом было обнаружено много качественно новых эффектов, не имеющих аналога в рамках всей предыдущей, долазерной эпохи. Появился ряд новых разделов физики, таких как *нелинейная оптика* [5—7], *лазерная спектроскопия* [8], *лазерная селективная фотофизика и фотохимия* [9], *лазерная плазма* [10], *лазерная обработка материалов* [11] и др.

Появление этих новых аспектов старой проблемы взаимодействия света с веществом обусловлено специфическими свойствами лазерного излучения, качественно отличающими его от излучения любых долазерных некогерентных источников, — его когерентностью, направленностью, монохроматичностью, малой длительностью, высокой интенсивностью. Так, в случае генерации одной аксиальной моды расходимость пучка лазерного излучения мень-

ше 10^{-3} рад, т. е. волна излучения является с высокой степенью точности плоской; в случае генерации в одночастотном режиме ширина спектра излучения может быть порядка или меньше естественной ширины атомных уровней, т. е. меньше 10^{-3} с $^{-1}$; длительность импульса лазерного излучения может составлять величину до фемтосекунд (10^{-15} с); можно получать интенсивность излучения, на несколько порядков величины превышающую атомную интенсивность ($\sim 10^{16}$ Вт/см ^{2}), т. е. напряженность поля излучения, превышающую атомную напряженность ($\sim 5 \cdot 10^9$ В/см). При этом надо иметь в виду, что некоторые из приведенных цифр являются характеристиками лишь на сегодняшний день и, наверное, будут превзойдены быстрее, чем выйдет из печати эта книга.

Широко известны различные примеры проявления этих специфических свойств лазерного излучения. Так, например, в различных прозрачных средах возникает его *самофокусировка*, т. е. нарушается один из основных законов оптики — закон прямолинейного распространения света. Самофокусировка обусловлена большой интенсивностью лазерного излучения, под действием которого изменяется коэффициент преломления среды. Другой хорошо известный пример — возможность разделения изотопов лазерным излучением за счет высокой монохроматичности излучения и его селективного воздействия на состояния сверхтонкой структуры атомных спектров. Когерентность лазерного излучения и, в частности, его экстремально малая расходимость позволяют фокусировать излучение в кружок, диаметр которого порядка длины волны излучения, т. е. порядка 1 мкм. При длительности лазерного импульса порядка фемтосекунд длина цуга, т. е. той области пространства, где локализовано электромагнитное поле вдоль направления его распространения, составляет величину порядка 10^{-4} см, т. е. величину порядка длины волны излучения! Можно привести и другие примеры, столь же принципиально противоречащие привычным представлениям, сложившимся в долазерную эпоху, когда существовали лишь некогерентные источники излучения.

Именно по причине специфических свойств лазерного излучения, качественно и количественно отличающих его от излучения любых некогерентных источников, возникает и новая глава в общей проблеме взаимодействия света с веществом — взаимодействие лазерного излучения с веществом.

На первый взгляд может показаться, что если понимать под термином *вещество* тот широкий круг различных сред, о которых речь шла выше, то объединение описания процессов взаимодействия излучения с микроскопическими и макроскопическими объектами может носить лишь формальный характер. Однако на самом деле это не так по двум различным причинам. Во-первых, в основе тех эффектов, которые возникают при взаимодействии волны лазерного излучения с макроскопической средой, как правило, лежит взаимодействие на микроскопическом уровне между

отдельными фотонами и той или иной квантовой системой (например, атомом или молекулой). Во-вторых, часто в процессе взаимодействия конденсированная среда превращается в разреженную и взаимодействие на макроскопическом уровне сводится к взаимодействию на микроскопическом уровне. Типичным примером такого процесса является взаимодействие мощного лазерного излучения с поверхностью непрозрачного металла, который под действием излучения нагревается, расплавляется, испаряется, и лазерное излучение взаимодействует с парами металла или плазмой. Именно ввиду столь тесной взаимосвязи различных эффектов, возникающих на микро- и макроскопическом уровнях, целесообразно последовательное рассмотрение процесса взаимодействия лазерного излучения с атомами и молекулами, с газами и плазмой, с прозрачными и непрозрачными макроскопическими конденсированными средами.

Обратимся теперь к краткой характеристике вещества и лазерного излучения, необходимой для облегчения изложения в дальнейшем. Эта краткая характеристика не претендует на какие-либо обобщения; ее цель — выделить отдельные моменты, существенные для описания взаимодействия.

1. Лазерное излучение. Обращаясь к краткой характеристике основных свойств лазерного излучения, будем исходить из того, что как принципы осуществления стимулированного излучения [12], так и практическая реализация этих принципов [13] и свойства лазерного излучения [14] в общих чертах известны. Как известно и уже отмечалось выше, наиболее важными свойствами лазерного излучения являются его когерентность, направленность, монохроматичность, малая длительность импульса и большая интенсивность. Рассмотрим кратко эти свойства с точки зрения их роли при взаимодействии лазерного излучения с веществом. При этом не надо забывать, что в известной мере эти свойства не являются независимыми характеристиками лазерного излучения. Так, направленность связана с когерентностью, монохроматичность — с длительностью импульса излучения, интенсивность — с направленностью и длительностью излучения.

Монохроматичность лазерного излучения. Первое тривиальное замечание: лазерное излучение не идеально монохроматично, т. е. не имеют место равенства

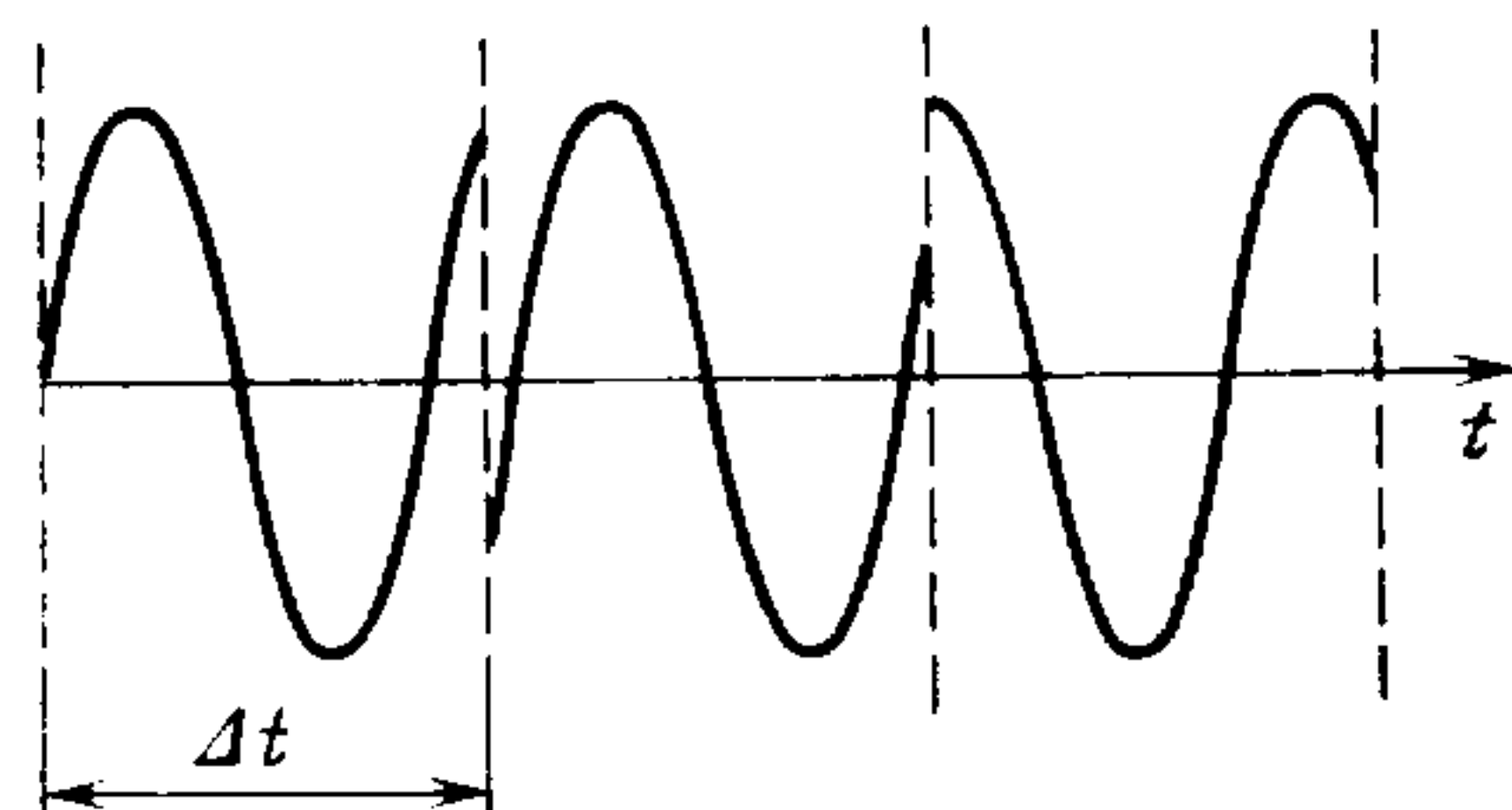
$$\Delta\omega/\omega = 0, \quad \Delta\omega = 0,$$

где ω — частота излучения, а $\Delta\omega$ — ширина спектра излучения, а лишь квазимонохроматично ($\Delta\omega/\omega \ll 1$). Предположение об идеальной монохроматичности лазерного излучения является абстракцией, которая может использоваться в качестве модели излучения лишь в ограниченном числе случаев. Реальная ширина спектра излучения $\Delta\omega$ определяется эффективной шириной рабочего перехода в активной среде лазера, свойствами резонатора, длительностью импульса излучения. В принципе, ширина спектра излучения может быть меньше естественной ширины соответ-

ствующего перехода [14]. На практике при использовании одно-частотного режима генерации одной моды с фиксированными поперечными и продольными индексами реализуется величина $\Delta\omega$ порядка 10^{-3} — 10^{-4} см $^{-1}$), что для частоты ω светового диапазона соответствует степени монохроматичности излучения $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-8}$. В случае стандартных лазеров на красителях с изменяемой частотой генерации обычно $\Delta\omega \sim 1$ см $^{-1}$, а в случае мощных твердотельных лазеров, например на стекле с неодимом,— $\Delta\omega \sim 10$ см $^{-1}$.

Интересуясь монохроматичностью лазерного излучения, необходимо иметь в виду еще два обстоятельства. Во-первых, в тех случаях, когда высокая степень монохроматичности достигается за счет принудительных мер (например, за счет селекции мод, [13]), то это всегда связано с потерями энергии (интенсивности) излучения. Во-вторых, при импульсном режиме генерации ширина спектра $\Delta\omega$ и длительность импульса лазерного излучения $\Delta\tau_{\text{л}}$ связаны очевидным соотношением $\Delta\omega \leq (\Delta\tau_{\text{л}})^{-1}$. Соответственно типичной длительности излучения для режима модуляции добротности ($\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-8}$ с) соответствует $\Delta\omega \sim 10^8$ Гц = 3×10^{-3} см $^{-1}$, а для режима синхронизации мод ($\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-11}$ с) соответствует $\Delta\omega \sim 3$ см $^{-1}$.

Когерентность лазерного излучения. Когерентность, в принципе, обусловлена вынужденным (а не спонтанным) характером излучения. Для электромагнитной волны существуют понятия *пространственной* и *временной* когерентности [15]. Если разность фаз для любых точек волнового фронта в любой момент времени t остается неизменной, то данная волна является *полностью пространственно когерентной*. Если разность фаз сохраняется лишь в некоторой конечной области пространства, то волна является лишь *частично пространственно когерентной*. Если в данной точке пространства на интервале времени Δt фаза



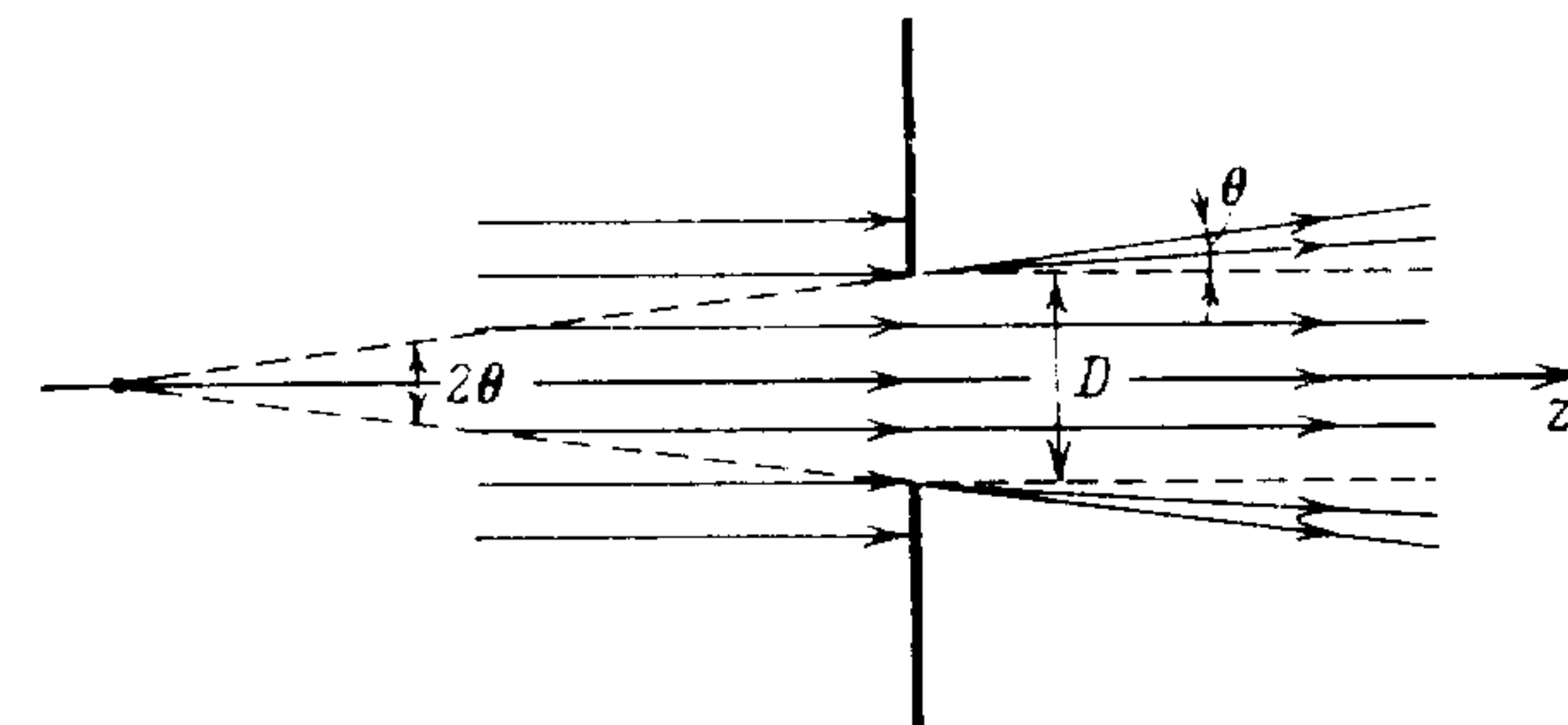
1. Схема излучения с частичной (на интервале времени Δt) временной когерентностью

волны остается неизменной, то существует *временная когерентность* на интервале Δt . Если Δt не ограничено, то имеет место *полная временная когерентность*; если Δt ограничено, то *частичная временная когерентность* (рис. 1). Понятие временной когерентности связано с понятием монохроматичности излучения. Так как $\Delta\omega \leq (\Delta t)^{-1}$, то полная временная когерентность соответствует идеально монохроматическому излучению.

¹⁾ Примечания даны в конце лекций.

Необходимо сделать еще два замечания относительно когерентности лазерного излучения. Во-первых, пространственная и временная когерентности являются независимыми характеристиками излучения. Во-вторых, понятия пространственной и временной когерентности не полностью характеризуют лазерное излучение при его взаимодействии с веществом. Их достаточно лишь в случае линейного взаимодействия (т. е. взаимодействия, обусловленного однофотонным поглощением излучения). В случае нелинейного взаимодействия (при многофотонном поглощении) необходимо характеризовать излучение когерентностью высших порядков [14, 16].

Направленность лазерного излучения. Направленность излучения обусловлена геометрией резонатора. В резонаторе возбуждаются лишь такие волны, которые распространяются вдоль оси резонатора или под небольшим к ней углом. Конечный размер апертуры резонатора (или поперечного размера активной среды) обуславливает возникновение дифракции излучения. Расходимость излучения, обусловленная дифракцией, описывается известным соотношением $\theta \approx \lambda/D$, где λ — длина волны излучения, D — диаметр апертуры резонатора (или активной среды). Так как на практике $\lambda \sim 1$ мкм, а $D \sim 1$ см, то $\theta \sim 10^{-4}$ рад (рис. 2).



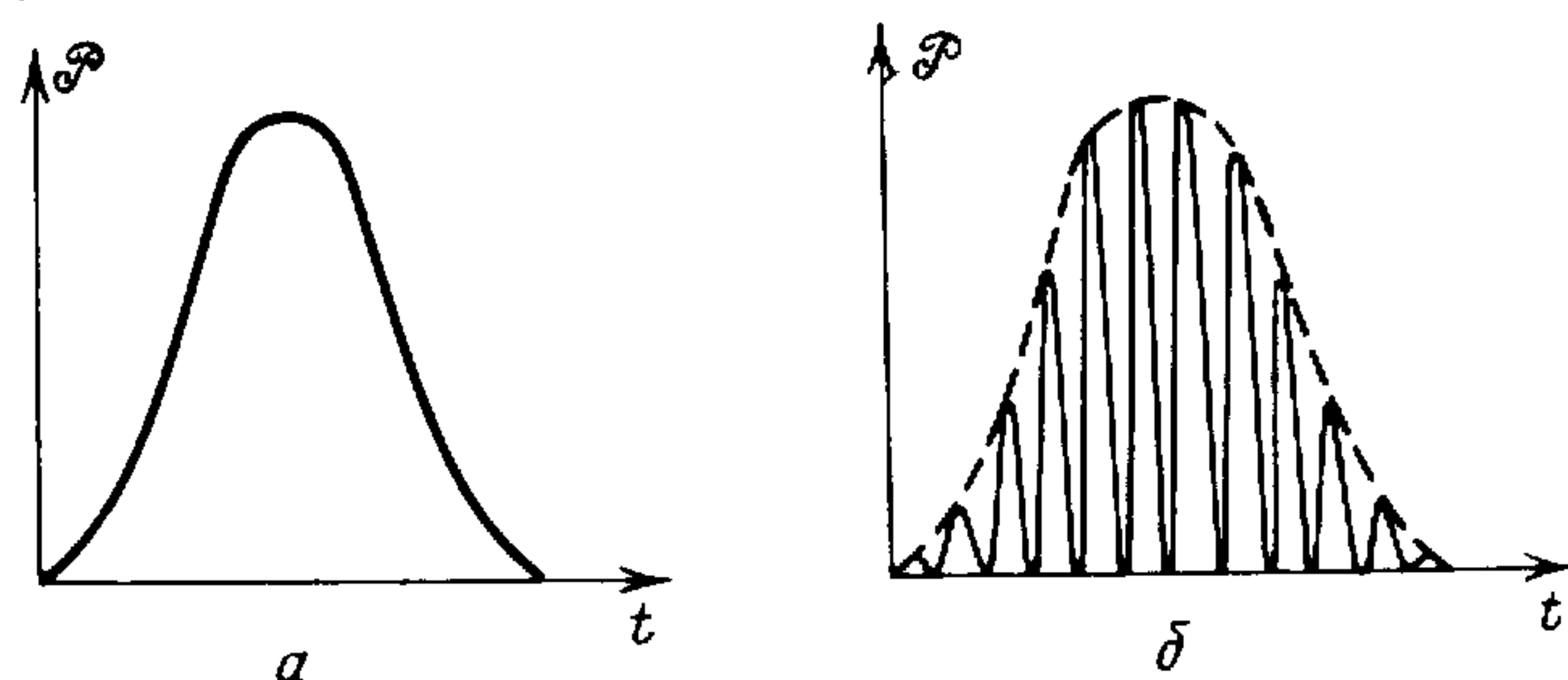
2. Схема возникновения расходимости излучения, обусловленной дифракцией при падении плоской волны на экран с отверстием

Длительность действия лазерного излучения. Длительность определяется конструкцией лазера. Можно выделить следующие типичные режимы распределения излучения во времени: непрерывный режим; импульсный режим так называемой свободной генерации (длительность импульса определяется при этом длительностью вспышки лампы накачки, типичная длительность $\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-3}$ с); режим модуляции добротности резонатора (длительность импульса излучения определяется превышением накачки над порогом генерации и скоростью включения добротности, типичная длительность лежит в интервале 10^{-9} — 10^{-8} с, это так называемый наносекундный диапазон длительностей излучения); режим синхронизации продольных мод в резонаторе (длительность импульса излучения $\Delta\tau_{\text{л}} \sim 10^{-11}$ с; это так называемый пикосекундный диапазон длительностей излучения);

различные режимы принудительного укорочения импульсов излучения ($\Delta\tau_{\text{л}} < 10^{-12}$ с).

Следует отметить, что при осуществлении различных импульсных режимов излучения укорочение длительности импульса всегда ведет к уменьшению энергии в импульсе, но, как правило, к увеличению средней мощности излучения за импульс $\mathcal{P} = Q/\tau_{\text{л}}$. Это увеличение обусловлено тем обстоятельством, что длительность импульса излучения $\tau_{\text{л}}$ уменьшается сильнее, чем энергия в импульсе Q .

Наконец, надо иметь в виду, что форма импульса излучения существенно зависит от режима работы лазера. Так, например, не во всех режимах $\mathcal{P}(t)$ является гладкой кривой (рис. 3). В этом смысле важным выделенным режимом является режим генерации одной моды с фиксированными поперечными и продольными индексами (так называемый одночастотный режим генерации). Только в таком случае $\mathcal{P}(t)$ является гладкой кривой, имеющей колоколообразный характер. Очевидно, что такая характеристика импульса лазерного излучения, как его длительность $\tau_{\text{л}}$, является усредненной характеристикой. Отметим, что такое привычное определение усредненной длительности импульса, как его «полуширина», целесообразно лишь для случая линейного (однофотонного) характера взаимодействия. При нелинейном взаимодействии необходимо вводить иное усреднение, отражающее нелинейную зависимость взаимодействия от интенсивности излучения (см. ниже).



3. Схема распределения мгновенного значения мощности $\mathcal{P}(t)$ лазерного излучения во времени при генерации в режиме модуляции добротности резонатора: а — генерация одной продольной моды (так называемый одночастотный режим генерации); б — генерация многих продольных мод (так называемый многочастотный режим генерации); штриховая линия — огибающая, которая регистрируется стандартным детектором типа ФЭУ. Полуширина импульса в случае а и огибающей в случае б порядка 10^{-8} с. Длительность отдельных пиков в случае б меньше этой полуширины на несколько порядков величины; она зависит от конструкции лазера

Интенсивность лазерного излучения. Интенсивность является не единственной энергетической характеристикой, определяющей характер взаимодействия излучения с веществом. Помимо интенсивности F (число фотонов (или энергия), проходящих через единицу площади сечения за единицу времени) в

ряде случаев можно использовать для характеристики излучения также мощность излучения

$$\mathcal{P} = \int_S F ds$$

(число фотонов (или энергия), проходящих через плоскость, нормальную к направлению распространения излучения за единицу времени) или энергию излучения

$$Q = \int_0^{\tau_{\text{л}}} \mathcal{P}(t) dt$$

(число фотонов (или энергия), проходящих через плоскость за время длительности импульса излучения $\tau_{\text{л}}$). Интенсивность лазерного излучения определяется энергией в импульсе излучения Q , длительностью импульса $\tau_{\text{л}}$ и направленностью излучения, от которой зависит площадь S , через которую проходит излучение. Так как распределение излучения во времени и по площади неравномерно, то и интенсивность излучения зависит от момента времени t и координат x, y на плоскости, нормальной к оси пучка излучения. Соответственно лазерное излучение можно характеризовать средней интенсивностью,

$$F = Q/S\tau, \quad (1)$$

где S и τ — эффективные площадь и длительность.

В случае линейного (однофотонного) взаимодействия излучения с веществом для S и τ можно применить обычные значения:

$$S = 2 \iint \varphi(x, y) dx dy / \varphi(x, y)_{\text{max}}, \quad (2)$$

$$\tau = 2 \int \psi(t) dt / \psi(t)_{\text{max}}, \quad (3)$$

где $\varphi(x, y)$ и $\psi(t)$ — функции, описывающие пространственное и временное распределения излучения. Однако если взаимодействие носит нелинейный (многофотонный) характер, целесообразно использовать иную нормировку при определении S и τ , отражающую нелинейность взаимодействия. Очевидно, что в пределе, когда степень нелинейности взаимодействия очень велика (это практически означает, что весь эффект обусловлен тем пространственно-временным интервалом распределения излучения, в котором его интенсивность максимальна), целесообразна нормировка не на $1/2\varphi(x, y)_{\text{max}}$ и $1/2\psi(t)_{\text{max}}$, как это сделано в (2) и (3), а на $\varphi(x, y)_{\text{max}}$ и $\psi(t)_{\text{max}}$ [17].

Лазерное излучение часто более удобно характеризовать не интенсивностью, а напряженностью поля излучения E . Напряженность поля и интенсивность излучения связаны соотношением

$$F = c|E|^2/(8\pi\hbar\omega), \quad (4)$$

где $[F] = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $[E] = \text{В/см}^3$.

В заключение отметим, что иногда лазерное излучение характеризуется *яркостью*, или *спектральной яркостью*, эквивалентно-го источника.

Выше, обсуждая свойства лазерного излучения, приводились и типичные количественные характеристики. В случае интенсивности (напряженности поля) излучения такие характеристики приводят нецелесообразно, так как они в существенной мере определяются техническими данными лазеров, которые очень быстро улучшаются. Поэтому ограничимся повторением уже приведенных выше данных: сейчас на большом числе частот в диапазоне от ближнего ультрафиолетового до инфракрасного излучения можно получать интенсивность излучения и напряженность поля, большие соответствующих атомных величин.

Говоря о предельной интенсивности (напряженности поля) излучения, надо иметь в виду также и специфические особенности процесса фокусировки лазерного излучения. Из курса оптики хорошо известно, что возможности фокусировки излучения определяются размером эквивалентного источника излучения [18]. Как уже говорилось выше, расходимость лазерного излучения может быть исключительно малой, что эквивалентно источнику, удаленному почти в бесконечность, т. е. близкому к точечному источнику. Соответственно лазерное излучение может быть сфокусировано в кружок диаметром $d \sim \lambda(f/D)$, где f — фокусное расстояние, D — апертура линзы. Таким образом, используя линзу со светосилой $f/D \sim 1$, лазерное излучение можно сфокусировать в кружок диаметром порядка длины волны λ , т. е. порядка 1 мкм (для излучения видимого диапазона частот). На практике удается получать значения d , превышающие этот предел всего в несколько раз. Именно резкая фокусировка позволяет получать экстремально высокие интенсивности излучения⁴).

2. Вещество. Как уже говорилось выше, термин *вещество* весьма широк, он включает в себя как микроскопические, так и макроскопические объекты.

Если начать с микроскопических объектов, то речь пойдет об электронах, атомах, молекулах и ионах. Хотя свободные электроны, может быть, и трудно назвать веществом, но электронный газ является важнейшим объектом, с которым взаимодействует электромагнитное поле. Это относится и к электронам в плазме, и к электронам проводимости в твердых телах.

Остановимся более подробно на взаимодействии лазерного излучения со свободными электронами. Хорошо известно, что свободный электрон не может поглотить фотон, так как одновременно не могут быть выполнены законы сохранения энергии и импульса. Для того чтобы электрон мог поглотить фотон, необходимо третье тело, роль которого может играть нейтральный атом, молекула или кристаллическая решетка в твердом теле. В процессе столкновения с третьим телом электрон может поглотить фотон, при этом энергия фотона перейдет в кинетическую энергию сталкивающихся частиц, а практически в кинетическую

энергию электрона, так как его масса гораздо меньше массы третьего тела. Именно этот процесс лежит в основе взаимодействия лазерного излучения со свободными электронами в газе, с электронами проводимости в твердых телах. Очень важным является то обстоятельство, что при достаточно большой интенсивности и длительности действия излучения, а также плотности третьего тела кинетическая энергия электрона в процессе многих последовательных столкновений с третьим телом может возрасти до величины, сравнимой с энергией связи электронов в нейтральных атомах, молекулах или решетке твердого тела. При этом первый, ускоренный электрон вырывает второй, число свободных электронов увеличивается лавинообразно, возникает так называемая электронная лавина. Под действием лазерного излучения, таким образом, возникает *оптический пробой* газов (лекция 16), жидкостей (лекция 17) и твердых тел (лекция 18).

Если теперь обратиться к изолированным атомам и молекулам, то взаимодействие с ними лазерного излучения сводится к тем же процессам, как и в случае взаимодействия некогерентного света, — к поляризации, возбуждению и ионизации. Однако в случае лазерного излучения эти процессы носят качественно иной характер — нелинейный (по напряженности внешнего поля) или многофотонный (по числу фотонов, поглощаемых в элементарном акте; см. лекции 2—5). Такой характер взаимодействия обусловлен большой интенсивностью лазерного излучения.

Ниже, при обсуждении взаимодействия на микроскопическом (атомном) уровне, как правило, будет использоваться обобщенный термин *квантовая система* (или *атом*). Такой подход вполне обоснован, так как в первом приближении результат взаимодействия определяется не индивидуальными свойствами конкретной системы (атома, молекулы, иона), а более общими характеристиками, например наличием или отсутствием резонанса между частотой излучения и частотой перехода в квантовой системе. Лишь в тех случаях, когда принципиальную роль играют конкретные свойства, будет указано, о каком объекте идет речь (например, полярная или неполярная молекула).

Когда идет речь о взаимодействии некогерентного света с прозрачными макроскопическими телами — газами, жидкостями, стеклами и кристаллами, то всегда предполагается, что свойства самой прозрачной среды под действием света не изменяются. В случае лазерного излучения ситуация качественно отличается. Ввиду большой интенсивности излучения изменяются усредненные оптические характеристики среды, например ее показатель преломления. Это приводит к новым эффектам, например к *самофокусировке излучения* (лекция 14), о чем уже шла речь выше. Когерентность лазерного излучения обуславливает тот факт, что нелинейная поляризация среды имеет вид волны, распространяющейся в среде наряду с падающей волной (лекция 11). Взаимодействие этих волн также приводит к новым эффектам (лекции 12—14), в том числе к *возбуждению высших гармоник Ко*

падающего излучения частоты ω (лекция 12). Уже упоминавшийся выше эффект возникновения и развития *электронной лавины* приводит к превращению различных прозрачных сред в плазму, т. е. к переходу вещества в новое состояние. Ниже, в процессе обсуждения взаимодействия лазерного излучения с прозрачными средами, конкретные свойства среды часто не рассматриваются, среда характеризуется усредненной нелинейной оптической характеристикой, например нелинейной восприимчивостью. Однако в некоторых случаях конкретный тип среды играет определяющую роль.

Если в заключение обратиться к непрозрачным средам, то в этом случае взаимодействие носит более традиционный характер — лазерное излучение поглощается в поверхностном слое, нагревает его, испаряет, ионизует, создает плазму и нагревает ее (лекции 18—22). Конечно и здесь определяющими являются специфические свойства лазерного излучения, в первую очередь, возможность его хорошей фокусировки и его экстремально высокая интенсивность. Возможности передачи большой энергии от излучения плазме вообще экстремальны. Плазму удастся нагреть до температур, близких к тем, при которых может реализоваться *термоядерный синтез* (лекция 22). При обсуждении взаимодействия лазерного излучения с непрозрачными средами, как правило, речь будет идти о взаимодействии с металлами. Ориентация на металлы обусловлена не принципиальными, а чисто практическими обстоятельствами, в том числе полнотой информации об их теплофизических свойствах.

3. Взаимодействие на атомном уровне. Процесс взаимодействия лазерного излучения с веществом на микроскопическом (атомном) уровне представляет интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, изолированный атом (и тем более его наиболее простая модель — *двухуровневый атом*, т. е. двухуровневая квантовая система) представляет собой относительно очень простой объект. Взаимодействие излучения с таким объектом можно достаточно строго описать аналитически и тем самым получить основные закономерности взаимодействия в форме, доступной для анализа. Во-вторых, изолированный атом представляет собой адекватную модель большого класса реальных сред — разреженных газов. Наконец, в-третьих, закономерности, установленные для случая взаимодействия на микроскопическом уровне, существенно определяют взаимодействие излучения с плотными газами, плазмой, жидкостями и твердыми телами. Поэтому в лекциях, посвященных взаимодействию лазерного излучения с конденсированными макроскопическими средами, неоднократно будут использоваться данные, полученные в первых лекциях.

Описание взаимодействия излучения с веществом на микроскопическом уровне проводится, как и в других случаях, с использованием языка квантовой механики. Соответственно объектом, с которым взаимодействует излучение, является определенная квантовая система, которая с тем или иным приближением

моделирует реальный атом, молекулу или ион. При этом само излучение может описываться и на квантовом языке (фотоны), и на классическом языке (напряженность поля). Ниже, как правило, под микроскопическим объектом будем подразумевать атом. Однако, за исключением отдельных случаев, отмеченных в тексте, под термином «атом» будет пониматься обобщенная квантовая система. Конечно, в каждом конкретном случае имеется своя специфика взаимодействия, но, как правило, она носит количественный характер. Например, частоты резонансного возбуждения атома лежат, как известно, в оптическом диапазоне, а возбуждения колебательных состояний молекул — в инфракрасном диапазоне. Однако качественные закономерности резонансного возбуждения в обоих случаях одинаковы.

За время, прошедшее после создания лазеров, исследования процесса взаимодействия лазерного излучения на микроскопическом уровне развивались бурными темпами. Их итоги обобщены в ряде монографий [7, 19, 20]. Ниже будут обсуждаться лишь некоторые явления — наиболее важные с общезначимой точки зрения, для практики и для описания взаимодействия излучения с макроскопическими средами. В заключениях к отдельным лекциям будут упомянуты те явления, которые не рассматриваются в основном тексте.

При описании взаимодействия излучения с веществом на микроскопическом уровне очень удобно использовать так называемую *атомную систему единиц* (или систему Хартри, как ее часто называют в зарубежной литературе) [21]. Атомная система единиц имеет два преимущества. Во-первых, в ней основные единицы имеют ясный физический смысл (например, атомная единица длины — это боровский радиус; атомная напряженность поля — напряженность поля на основной орбите электрона в атоме водорода, и т. д.). Во-вторых, нет необходимости принимать во внимание в расчетах фундаментальные физические постоянные, так как полагаются равными единице заряд e , масса электрона m_e и постоянная Планка $\hbar$. Ниже, как правило, будет использована атомная система единиц. В тех случаях, когда будет использоваться система СИ, это будет специально оговорено.

4. Взаимодействие излучения с прозрачными средами. Если исходить из основного предположения, что среда прозрачна, то, очевидно, надо под термином *взаимодействие* иметь в виду процесс распространения излучения в среде. Основные законы распространения света в прозрачных средах, справедливые в рамках линейной оптики, общеизвестны [1]. Это закон прямолинейного распространения света; закон независимости световых пучков; законы отражения и преломления на границе различных сред; законы поглощения Бугера и Бера. В основе всех этих макроскопических законов лежит одна общая микроскопическая закономерность: поляризация среды под действием поля излучения описывается первым, линейным членом $P = P^{(1)} = \chi^{(1)} E$ разложения индуцированной поляризации по степеням напряженности поля E .

Из материала, рассмотренного в первых лекциях, следует, что ограничиваться линейной поляризацией $P^{(1)}$ можно лишь при очень небольшой интенсивности излучения, совершенно не типичной для излучения современных лазеров. Поэтому, когда идет речь о распространении лазерного излучения в прозрачных средах, необходимо принимать во внимание высшие члены разложения индуцированной поляризации среды по напряженности поля, $P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2$, $P^{(3)} = \chi^{(3)} E^3$ и т. д. Учет высших членов, т. е. нелинейной поляризации среды в поле излучения, полностью изменяет все основные законы распространения света. Существенную роль при этом играет и когерентность лазерного излучения. В соответствующих лекциях будет показано, что за счет нелинейной поляризации среды лазерное излучение может распространяться не прямолинейно, световые пучки взаимодействуют друг с другом, а законы Бугера и Бера не выполняются. Эти новые закономерности составляют основы *нелинейной оптики*, изложенные ее создателями в монографиях [5, 6].

Новые явления при распространении лазерного излучения в прозрачных средах возникают и вне рамок собственно нелинейной оптики.

Это, во-первых, ряд нестационарных явлений, обусловленных когерентностью и малой длительностью резонансного воздействия лазерного излучения на вещество; в качестве конкретного примера можно привести явление *самоиндуцированной прозрачности*, когда импульс излучения проходит через поглощающую среду без потерь (лекция 15).

Во-вторых, новые явления возникают и из-за экстремально большой интенсивности лазерного излучения. Эти явления заключаются в изменении агрегатного состояния самих прозрачных сред под действием лазерного излучения — в превращении газа в плазму, в испарении жидкостей, в разрушении твердых тел. Эти явления также рассмотрены ниже. Типичным является возникновение оптического пробоя в конденсированных средах [23] (лекция 18).

В соответствии с макроскопической природой рассматриваемых прозрачных сред они будут в основном описываться с использованием усредненных оптических характеристик (нелинейных восприимчивостей $\chi^{(K)}$). Лазерное излучение будет также описываться в основном на макроскопическом языке. Типичной рассматриваемой задачей будет распространение в макроскопической прозрачной среде световой волны, характеризуемой усредненными характеристиками — энергией волны, напряженностью поля волны и т. д. Поэтому основным методом описания взаимодействия будет уже не квантовая механика, а электродинамика, и ответы будут искаяться из решений уравнений Максвелла. Однако язык фотонов, квантовых состояний, переходов также сохранится, в первую очередь — ввиду необходимости учета резкой зависимости нелинейной поляризуемости от частоты излучения.

Ниже будут рассмотрены лишь некоторые явления, возника-

ющие при взаимодействии лазерного излучения с прозрачными средами, наиболее важные с общефизической и практической точек зрения. Как правило, в заключениях к соответствующим лекциям будут кратко упомянуты те явления, которые остались вне рамок проведенного рассмотрения.

5. Взаимодействие излучения с непрозрачными средами. Из курса оптики [1] хорошо известно, что процесс взаимодействия света с непрозрачными средами сводится к отражению и рассеянию света поверхностью и его поглощению в очень тонком поверхностном слое (скин-слое в случае металлов). Ввиду относительно малой интенсивности обычного, некогерентного света его поглощение в поверхностном слое не приводит к каким-либо интересным наблюдаемым эффектам, поэтому основное внимание всегда обращается на отражение и рассеяние света.

Как и в других случаях, когда идет речь о лазерном излучении, возникает качественно отличная ситуация. Исключительно большая интенсивность лазерного излучения обуславливает большое число разнообразных эффектов, связанных именно с поглощением излучения веществом. Под действием лазерного излучения твердые, непрозрачные тела — например, металлы — нагреваются до высокой температуры, расплавляются, испаряются, а их пары ионизируются, образуя плазму. Именно эти процессы представляют наибольший интерес, как для фундаментальных исследований, так и для практических приложений, из которых можно упомянуть столь крупные направления, как *лазерный термоядерный синтез* (лекция 22) и *лазерную обработку металлов* (лекции 20, 21).

В соответствии со сказанным выше ясно, что основное внимание в лекциях 19—22 будет уделено теплофизическим процессам, возникающим под действием лазерного излучения, и взаимодействию лазерного излучения с плазмой. При обсуждении теплофизических процессов вещество будет характеризоваться усредненными теплофизическими характеристиками, а излучение — его энергией, мощностью и интенсивностью. В том случае, когда пойдет речь о взаимодействии излучения с плазмой, мы опять частично вернемся к описанию взаимодействия на микроскопическом уровне. Теплофизические процессы представляют собой тот случай, когда специфические свойства лазерного излучения проявляются в наименьшей мере. Пожалуй, то же можно сказать и о взаимодействии с плазмой. Однако в обоих случаях все же наиболее интересные физические явления обусловлены экстремально большой интенсивностью и экстремально малой длительностью лазерного излучения.

Наконец, надо иметь в виду, что именно эти вопросы — лазерной обработки материалов и осуществления лазерного термоядерного синтеза — сейчас и в ближайшем будущем являются теми вопросами в общей проблеме взаимодействия лазерного излучения с веществом, которые имеют наибольшее общечеловеческое значение.

Заканчивая этот беглый, качественный обзор свойств лазерного излучения и вещества, а также основных черт взаимодействия излучения с веществом, хочется еще раз подчеркнуть, что вся специфика этого взаимодействия обусловлена специфическими свойствами лазерного излучения — его когерентностью, монохроматичностью, направленностью, высокой интенсивностью и малой длительностью. Именно эти свойства обуславливают те новые и разнообразные физические явления, которые возникают при взаимодействии лазерного излучения с веществом и обуславливают выделение этих процессов в отдельный раздел физики.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Связь единиц энергии и частоты излучения. Эти единицы соотносятся следующим образом: $1 \text{ эВ} \approx 2,4 \cdot 10^{14} \text{ Гц} \approx 8066 \text{ см}^{-1}$. Соответственно $1 \text{ см}^{-1} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$.

2. Единицы интенсивности, мощности и энергии излучения. $[F] = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ или $[F] = \text{Вт/см}^2$; $[P] = \text{с}^{-1}$ или $[P] = \text{Вт}$; $[Q] = \text{Дж}$.

3. Связь между интенсивностью излучения F ($[F] = \text{Вт/см}^2$) и напряженностью поля E ($[E] = \text{В/см}$)

— для излучения линейной поляризации:

$$E = 27\sqrt{F};$$

— для излучения циркулярной поляризации:

$$E = 19\sqrt{F}.$$

4. Типичные значения F и E для стандартного импульсного лазера. В качестве примера приведем стандартный лазер, излучающий в видимом диапазоне энергию в 1 Дж при длительности импульса 10 нс. Типичный размер диаметра кружка фокусировки $d \approx 10\lambda \approx 10 \text{ мкм}$. В таких условиях интенсивность сфокусированного излучения будет равна $F = Q/St = 1 \text{ Дж}/(10^{-6} \text{ см}^2 \cdot 10^{-8} \text{ с}) = 10^{14} \text{ Вт/см}^2 \approx 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, что соответствует напряженности поля $E \approx 5 \cdot 10^8 \text{ В/см}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1973.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974.
4. Гайтлер В. Квантовая теория излучения: Пер. с англ./Под ред. Н. Н. Боголюбова. — М.: ИЛ, 1956.
5. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М.: ВИНТИ, 1964.
6. Бломберген Н. Нелинейная оптика: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова и Р. В. Хохлова. — М.: Мир, 1966.
7. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. — М.: Наука, 1986.
8. Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия: Пер. с англ./Под ред. И. И. Собельмана. — М.: Наука, 1985.
9. Летохов В. Е. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. — М.: Наука, 1983.
10. Хора Х. Физика лазерной плазмы: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Склизкова. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
11. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. — М.: Наука, 1988.

13. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. — М.: Сов. радио, 1972.
14. Звелто О. Принципы лазеров: Пер. с англ./Под ред. Т. А. Шмаонова. — М.: Мир, 1984. — Гл. 7, 8.
15. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике: Пер. с фр./Под ред. К. С. Шифрина. — М.: Наука, 1967.
16. Перица Я. Когерентность света: Пер. с англ./Под ред. П. П. Барашева и В. П. Кузнецова. — М.: Мир, 1974.
17. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — § 5.1.
18. Слюсарев Г. Г. О возможном и невозможном в оптике. — М.: Физматгиз, 1960.
19. Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах. — М.: Атомиздат, 1978.
20. Акулин В. М., Карлов Н. В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. — М.: Наука, 1987.
21. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомарных ионов. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
22. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы: Пер. с англ./Под ред. В. Л. Стрижевского. — М.: Мир, 1978.

Лекция 2. ИНДУЦИРОВАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Линейная и нелинейная поляризация и восприимчивость. Линейная поляризация и линейное рассеяние света. Резонансная линейная восприимчивость. Нелинейные восприимчивости

Большинство квантовых систем в отсутствие внешнего поля не обладают постоянным дипольным моментом. Таковы все атомы и большинство молекул. Исключение составляют атом водорода, сложные атомы в высоковозбужденных состояниях¹⁾ и некоторые молекулы (так называемые полярные молекулы с линейным расположением составляющих их атомов), имеющие постоянный дипольный момент.

Под действием внешнего поля квантовая система, не имеющая постоянного дипольного момента, поляризуется, у нее возникает индуцированный (наведенный) дипольный момент. Поляризация атомов и молекул под действием постоянного внешнего электрического поля является хорошо изученным явлением. Возникновение поляризации обусловлено различным знаком силы, действующей на разноименные заряды в поле. Очевидно, что поляризация может возникать и под действием переменного поля.

В интересующем нас случае поля лазерного излучения возникают в первую очередь два вопроса: под действием какого поля возникает поляризация среды — мгновенного значения напряженности поля $E(t)$ или среднего значения $\langle E^2 \rangle$ за много периодов и успевает ли среда поляризоваться за время действия лазерного излучения? Как сами эти вопросы, так и ответы на них в общем случае взаимосвязаны, так как длительность импульса лазерного излучения может составлять величину $\tau_L \sim 10^{-15} \text{ с} \sim T$, где T — период поля излучения. Ответы на эти вопросы определяются конкретными свойствами квантовой системы, частотой и длитель-

постью импульса излучения. Как правило, можно полагать, что действующим является среднее поле и за время излучения импульсного лазера среда успевает поляризоваться (лекция 10).

Поляризация атомов и молекул, возникающая под действием поля лазерного излучения, является одним из основных эффектов, возникающих при взаимодействии излучения со средой. Возникновение поляризации, индуцированной внешним полем, означает, что изменяется основная усредненная оптическая характеристика среды — показатель преломления (диэлектрическая проницаемость).

Вместо того чтобы говорить о возникновении поляризации среды, можно говорить о рассеянии света средой. Это различные языки, описывающие одно и то же физическое явление. Практически удобно пользоваться обоими языками. Пользуясь языком рассеяния света, удобнее описывать взаимодействие на микроскопическом (атомном) уровне. Макроскопические свойства конкретных сред характеризуются индуцированной поляризацией.

Двумя важнейшими свойствами индуцированной поляризации являются возникновение поляризации на частоте, отличной от частоты внешнего поля, и ее нелинейный характер. Оба эти свойства качественно легко понять, используя для описания взаимодействия среды и поля язык рассеяния света. Так, кроме рэлеевского рассеяния ($\omega_{\text{расс}} = \omega_{\text{пад}}$) может реализоваться также и комбинационное рассеяние ($\omega_{\text{расс}} \neq \omega_{\text{пад}}$), которое и проявляется как поляризация на частоте $\omega_{\text{расс}}$, отличной от частоты внешнего поля $\omega_{\text{пад}}$. С другой стороны, при рассеянии света кроме однофотонного возбуждения может реализоваться и многофотонное возбуждение, что и проявляется как нелинейная поляризация.

Эти два главных свойства индуцированной поляризации лежат в основе большинства нелинейных оптических явлений, рассматриваемых в последующих лекциях.

1. Линейная и нелинейная поляризация и восприимчивость. Рассмотрим квантовую систему, на которую действует внешнее монохроматическое поле частоты ω и напряженности $E(t) = E_0 \cos \omega t$.

Поляризация $P(t)$ квантовой системы, индуцированная внешним полем $E(t)$, представляет собой дипольный момент квантовой системы d , усредненный по ее квантово-механическим состояниям, характеризуемым волновой функцией $\Psi(z, t, E(t))$:

$$P(t) = \langle \Psi(r, t, E(t)) | d | \Psi(r, t, E(t)) \rangle. \quad (1)$$

Если интересоваться не изолированной квантовой системой, а средой как целым, и если эта среда может быть описана как простая сумма отдельных квантовых систем, то, очевидно, индуцированная поляризация единицы объема равна $nP(t)$, где n — плотность среды (число квантовых систем в единице объема).

Если внешнее поле E не очень сильное ($E \ll E_a$, где E_a — атомная напряженность поля; E в единицах E_a есть малый па-

раметр), то поляризацию можно разложить в ряд по степеням напряженности поля:

$$P = P^{(1)}(E) + P^{(2)}(E^2) + \dots = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \dots, \quad (2)$$

где коэффициенты $\chi^{(i)}$ — *восприимчивости (поляризуемости)* квантовой системы. Разложение поляризации в ряд по степеням E^i при $E \ll E_a$ предполагает, что члены ряда убывают по мере увеличения их номеров.

Если внешнее поле E слабое, то в разложении (2) можно пренебречь всеми членами, кроме первого. При этом поляризация линейно зависит от напряженности поля:

$$P = P^{(1)}(E) = \chi^{(1)}E, \quad (3)$$

где величина $\chi^{(1)}$ есть *линейная восприимчивость* квантовой системы, характеризующая линейные свойства системы при взаимодействии с внешним полем.

Если внешнее поле сильное, то в разложении (2) нельзя пренебречь членами, следующими за первым. В этом случае поляризация нелинейно зависит от напряженности поля, а соответствующие нелинейные восприимчивости (или одна из них, доминирующая) характеризуют нелинейные свойства квантовой системы.

Так как внешнее поле является функцией времени, то и индуцированная поляризация является функцией времени. Разложим поляризацию $P(t)$ в ряд Фурье. В простейшем случае линейной поляризации получаем выражение

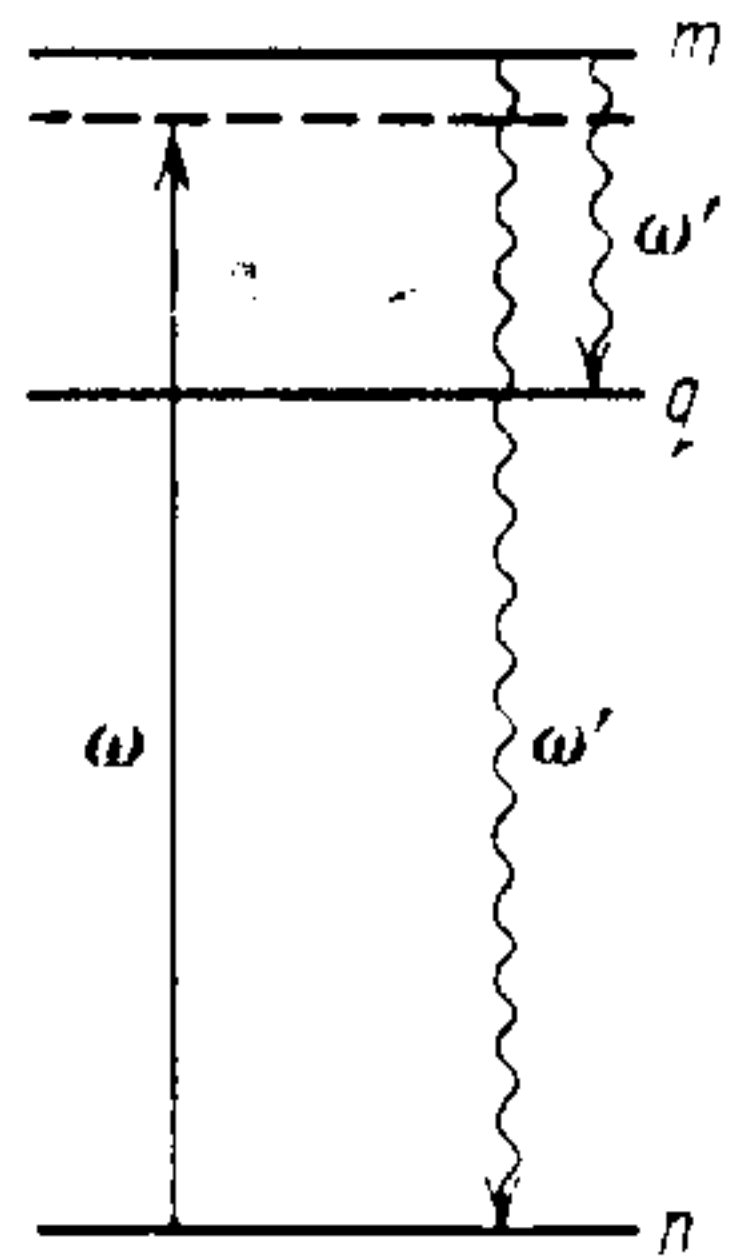
$$P^{(1)}(t) = \sum_{\omega_i} P_{\omega_i}^{(1)} \exp(i\omega_i t). \quad (4)$$

В этой формуле частоты ω_i в общем случае не равны частоте возбуждающего поля ω , т. е. поляризация может возникать и на частотах, отличных от частоты внешнего поля ω . Возникновение поляризации на частоте внешнего поля ($\omega = \omega_i$) является частным случаем. Для того чтобы фиксировать частоты ω_i , на которых возникает поляризация, принято восприимчивость записывать в виде $\chi^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega_i, \omega)$, где второй аргумент означает частоту внешнего поля, а первый — частоту, на которой возникает поляризация.

2. Линейная поляризация и линейное рассеяние света. Рассмотрим модельную трехуровневую квантовую систему n, m, q (рис. 1). Включим внешнее поле, резонансное переходу $n \rightarrow m$, имеющее соответственно частоту $\omega \approx \omega_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n$. Поглощая квант внешнего поля $\hbar\omega$, система переходит из начального состояния n в состояние m . Из возбужденного состояния m система спонтанно релаксирует в некоторое третье состояние q (в частном случае $q = n$).

Переход электрона $n \rightarrow m \rightarrow n$ представляет собой *рэлеевское рассеяние света*, переход $n \rightarrow m \rightarrow q$ — *комбинационное* (или

рамановское) рассеяние света²). Законы сохранения энергии при рэлеевском и комбинационном рассеянии света имеют соответственно вид: $\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_n + \omega - \omega'$, $\mathcal{E}_q = \mathcal{E}_n + \omega - \omega'$. В обоих случаях рассеяние представляет собой двухфотонный процесс — один фотон внешнего поля поглощается, другой фотон спонтанно испускается. Соответственно процесс рассеяния



1. Схема рэлеевского и комбинационного рассеяния света частоты ω

описывается двухфотонным матричным элементом $V_{qn}^{(2)}$ [1], который, однако, в этом случае пропорционален E (а не E^2), так как второй переход $m \rightarrow n$, $m \rightarrow q$ не зависит от внешнего поля E , являясь спонтанным (он происходит под действием поля вакуума³). Так как $V_{qn}^{(2)} \propto E$, то в обоих рассмотренных случаях процесс рассеяния именуется *линейным рассеянием света* (линейным по напряженности внешнего поля).

Вероятность линейного рассеяния в соответствии с *золотым правилом Ферми*⁴) описывается выражением

$$w = 2\pi |V_{qn}^{(2)}|^2 \rho_k = (2\pi c^3)^{-1} (\omega')^3 |V_{qn}^{(2)}|^2 d\Omega, \quad (5)$$

где ρ_k — плотность конечных состояний спонтанно испущенного фотона частоты ω' , $d\Omega$ — телесный угол, в который испускается фотон, а двухфотонный матричный элемент, рассчитанный с помощью нестационарной теории возмущения [1], имеет вид

$$V_{qn}^{(2)} = r_{qm} r_{mn} E / (\omega_{mn} - \omega). \quad (6)$$

В частном случае рэлеевского рассеяния $q \equiv n$ и (6) сводится к следующему выражению:

$$V_{nn}^{(2)} = r_{nm} r_{mn} E / (\omega_{mn} - \omega). \quad (7)$$

В случае реального атома, когда уровней m много, необходимо провести суммирование по всем состояниям m ; при этом двухфотонный матричный элемент имеет вид

$$V_{qn}^{(2)} = \sum_m r_{qm} r_{mn} E / (\omega_{mn} - \omega). \quad (8)$$

С другой стороны, вероятность линейного рассеяния света можно описать в рамках полуклассической теории дипольного излучения через поляризацию квантовой системы [2]. В этом случае вычисляется вероятность спонтанного излучения на частоте ω' диполем $\mathbf{d} = \mathbf{d}_\omega \exp(i\omega't)$, совершающим вынужденные колебания на частоте ω . В рамках полуклассической теории дипольного излучения вероятность спонтанного излучения описывается следующим соотношением:

$$w_{\omega'} = (2\pi c^3)^{-1} (\omega')^3 |\mathbf{e} \mathbf{P}_{\omega'}|^2 \Omega, \quad (9)$$

где $\mathbf{e}$ — вектор поляризации излучаемого фотона на частоте ω' , а $\mathbf{P}_{\omega'} = \mathbf{P}_{\omega'}^{(1)}(E) = \chi^{(1)}(\omega', \omega) E$ — поляризация на частоте ω' .

Сопоставляя (5), (6) и (7), можно найти соотношение между линейной поляризацией $\mathbf{P}_{\omega'}^{(1)}$ и двухфотонным матричным элементом $V_{qn}^{(2)}$, описывающим линейное рассеяние света:

$$V_{qn}^{(2)} = e \mathbf{P}_{\omega'}^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega', \omega) e E. \quad (10)$$

Явное выражение для линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$ можно получить, записав в общем виде выражение для двухфотонного матричного элемента $V_{qn}^{(2)}$ [1]:

$$\begin{aligned} V_{qn}^{(2)} &= e \mathbf{P}_{\omega'}^{(1)} = \sum_m [r_{qm}^{(i)} (\mathbf{r}_{mn} \mathbf{E}) (\omega_{mn} - \omega)^{-1} + r_{mn}^{(i)} (\mathbf{r}_{qm} \mathbf{E}) (\omega_{mn} + \omega)^{-1}] = \\ &= e \sum_{m,j} [r_{qm}^{(i)} r_{mn}^{(j)} (\omega_{mn} - \omega)^{-1} + r_{mn}^{(i)} r_{qm}^{(j)} (\omega_{mn} + \omega)^{-1}] E_j = e \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j, \end{aligned} \quad (11)$$

где $r^{(i)}$, $r^{(j)}$ ($i, j = 1, 2, 3$) — проекции на ортогональные оси x, y, z , $\chi_{ij}^{(1)}$ — тензор линейной восприимчивости (или тензор линейного рассеяния света). Выражение (11), как и (6), записано для реального атома — суммирование по m означает наличие многих промежуточных уровней, которые могут быть возбуждены внешним полем.

Выражения (6) и (11) написаны в рамках теории возмущений, в соответствии с которой предполагается, что расстройка резонанса $\Delta = |\omega_{mn} - \omega| \neq 0$. Действительно, условие $\Delta = 0$ приводит к $V_{qn}^{(2)} = \infty$, т. е. к бессмысленному результату. В реальной системе (в атоме, молекуле), в отличие от рассмотренной выше модельной системы, состояния m имеют конечную ширину; в рассмотренном выше случае это естественная ширина γ_m , определяемая спонтанным распадом состояния m . При учете ширины γ_m условие $\Delta = 0$ не имеет смысла. Возникают другие условия: $\Delta \gg \gamma_m$ и $\Delta \lesssim \gamma_m$. В этом случае соотношения (6) и (11) справедливы при выполнении неравенства $\Delta \gg \gamma_m$, эквивалентного условию $\Delta \neq 0$ для модельной задачи, когда $\gamma_m = 0$. Условие $\Delta \gg \gamma_m$ означает, что реальные переходы не имеют места. Соотношения (6) и (11) описывают *виртуальные переходы* электрона⁵). Тот случай, когда переход носит реальный характер ($\Delta \lesssim \gamma_m$), рассмотрен ниже, в п. 3. Таким образом, приведенные выше соотношения описывают *нерезонансную линейную восприимчивость*.

В общем случае линейная восприимчивость имеет вид

$$\chi^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega', \omega);$$

в частном случае поляризации на частоте рассеянного света $\chi^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega, \omega)$, и в (11), как и в (6), надо сделать замену $q \rightarrow n$.

В случае линейного рассеяния света, как следует из (5) —

(11), вероятность рассеяния линейно зависит от интенсивности F падающего излучения частоты ω :

$$\omega \propto (\chi^{(1)} E)^2 \propto F. \quad (12)$$

Выражение (11) справедливо для произвольной частоты внешнего поля ω . В двух предельных случаях $\omega \ll \omega_{mn}$ и $\omega \gg \omega_{mn}$ выражение для линейной восприимчивости упрощается.

В предельном случае $\omega = 0$ из (11) следует выражение

$$\chi^{(1)}(0, 0) = 2 \sum_{m \neq n} |r_{mn}|^2 / \omega_{mn}. \quad (13)$$

Это *статическая восприимчивость* (поляризуемость) в постоянном электрическом поле ($\omega = 0$). Соответственно *статическая поляризация* имеет вид

$$P_{\text{const}} = \chi^{(1)}(0, 0) E_{\text{const}}. \quad (14)$$

Статическая поляризация реальных систем (атомов, молекул) хорошо известна из результатов экспериментов и расчетов [3].

Восприимчивость и поляризация реальных систем в случае переменного низкочастотного внешнего поля $\omega \ll \omega_{mn}$ могут быть с достаточной точностью оценены по пределу $\omega = 0$. Возможность использовать такие оценки очень существенна для практики, так как расчет по соотношению (11) для реального многоуровневого объекта связан со многими математическими трудностями [1] и может быть выполнен лишь приближенно и численно при использовании специальных программ и ЭВМ.

В другом предельном случае при очень большой частоте, когда $\omega \gg \omega_{mn}$, из (11), используя дипольное правило сумм [2], получается для линейно поляризованного внешнего поля следующее выражение для линейной восприимчивости:

$$\chi^{(1)}(\omega, \omega) = \omega^{-2}. \quad (15)$$

Использование этого соотношения также существенно упрощает расчеты и позволяет оценить восприимчивость реальной системы с достаточно высокой точностью.

3. Резонансная линейная восприимчивость. В том случае, когда имеет место резонанс, т. е. когда $\Delta = 0$ ($\omega = \omega_{mn}$) в модельной задаче или $\Delta \leq \gamma_m$ в реальном атоме, как уже говорилось выше, соотношения (6) и (11) неприменимы. Для учета резонанса в реальном случае при большом числе состояний m надо из суммы по этим состояниям выделить тот член, для которого $\Delta \leq \gamma_m$. В этом члене в соответствии с *процедурой Брейта — Вигнера*⁶⁾ [4] надо в знаменатель добавить член $i\gamma_m$, где γ_m — естественная ширина состояния m . Соответственно из (11) получается выражение (для $\omega' = \omega$)

$$\chi^{(1)}(\omega, \omega) = |r_{mn}|^2 (\omega_{mn} - \omega + i\gamma_m)^{-1}. \quad (16)$$

Выражение (16) описывает так называемую *резонансную линейную восприимчивость*.

Из (16) видно, что резонансная восприимчивость является комплексной величиной. Мнимая часть $\chi^{(1)}$ определяет поглощение излучения на частоте ω при его распространении через среду. Возможность поглощения излучения обусловлена переходами электрона из состояния m . В рассмотренном выше случае, когда поле излучения взаимодействует с модельной двух- или трехуровневой системой, единственный канал перехода электрона из состояния m есть спонтанная релаксация этого состояния в основное состояние (двухуровневая система, рэлеевское рассеяние) или в третье состояние q (трехуровневая система, комбинационное рассеяние). Именно для этих случаев в (16) введена естественная ширина γ_m .

В других, более общих случаях, в (16) вводится ширина Γ_m , равная максимальной из ширин для различных каналов перехода электрона из состояния m . Так, в более реалистичной модели многоуровневого атома с процессом спонтанной релаксации может конкурировать процесс однофотонной ионизации из состояния m , т. е. вынужденный переход электрона из состояния m в непрерывный спектр в результате поглощения фотона внешнего поля частоты ω . (Вынужденный резонансный переход из состояния m в состояние m_i с большей энергией весьма маловероятен из-за ангармонизма атомного спектра.)

В реальной ситуации, когда квазимонохроматическое ($\Delta\omega \neq 0$) лазерное излучение взаимодействует с ансамблем атомов, имеющим конечную температуру, ширина резонанса Γ определяется максимальной из следующих ширин [5]: ширины спектра излучения $\Delta\omega$; доплеровской ширины, обусловленной тепловым движением атомов; столкновительной ширины, обусловленной изменением спектра атома (частоты ω_{mn}) при столкновении атомов друг с другом; штарковской ширины, обусловленной изменением спектра атома (частоты ω_{mn}) под действием поля излучения (лекция 3). Как правило, все эти ширины могут значительно (на несколько порядков величины) превышать естественную ширину γ_m .

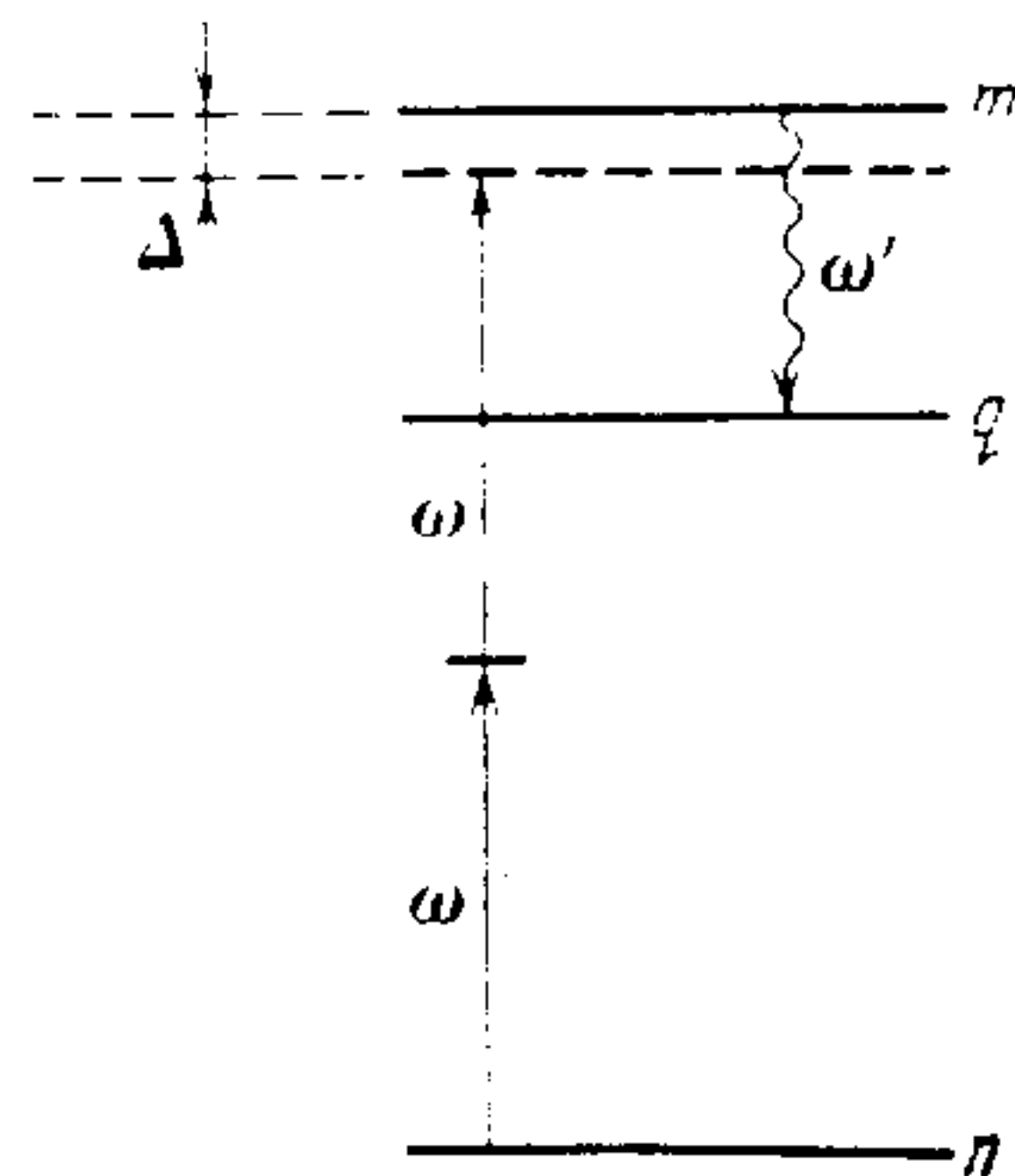
В том случае, когда определяющей является естественная ширина γ_m , профиль контура резонансного состояния является лоренцевым, т. е. имеет вид $(1/\pi) \gamma_m [(\omega_{mn} - \omega)^2 + \gamma_m^2]^{-1}$. Во всех остальных случаях контуры отличны от лоренцева контура.

Имеются и другие особенности резонансной поляризуемости, обсуждение которых, однако, целесообразно отложить до выяснения основных закономерностей процесса резонансного взаимодействия излучения с квантовой системой. Обсуждение резонансной поляризуемости будет продолжено в лекциях 4 и 6.

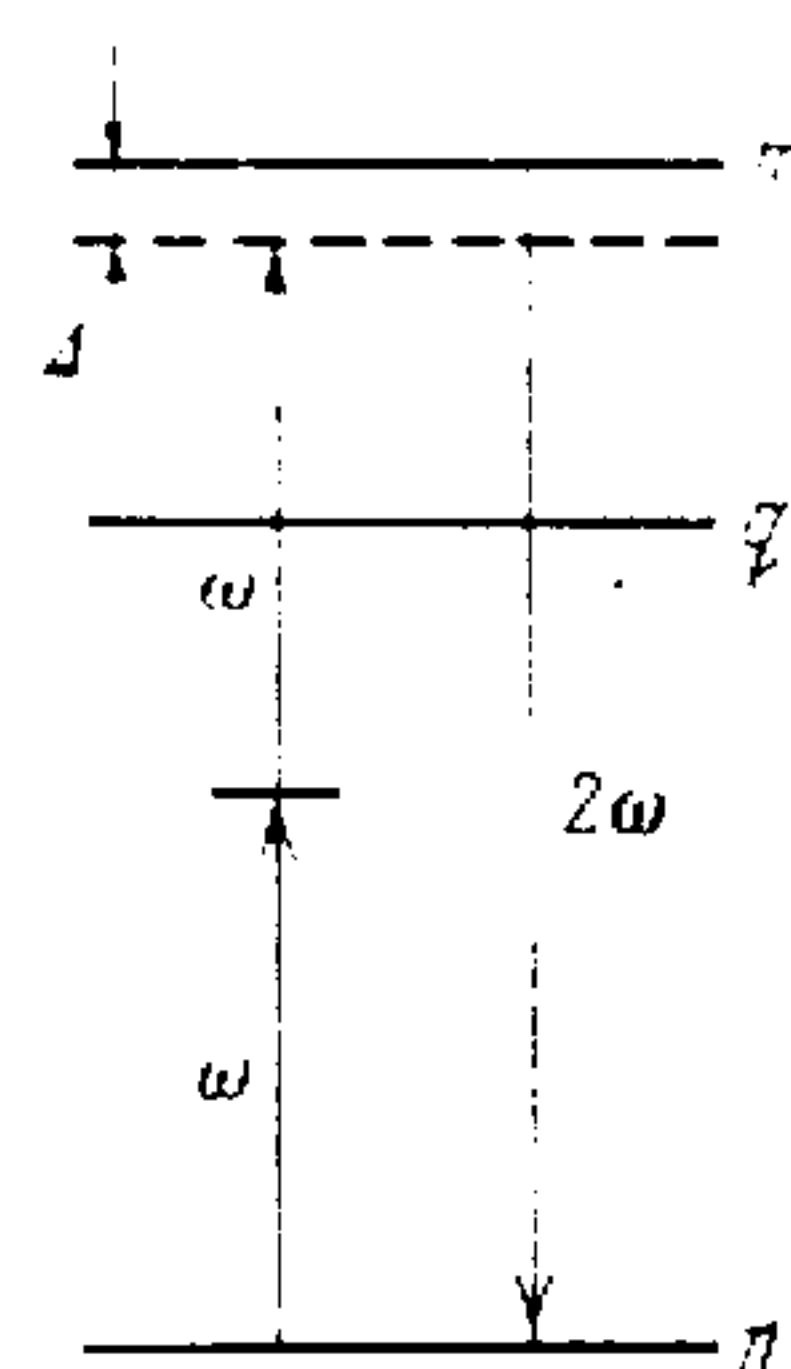
4. Нелинейные восприимчивости. Как уже говорилось выше, при большой напряженности внешнего поля существенными становятся высшие члены разложения индуцированной поляризации по напряженности поля (2). Коэффициенты при степенях напряженности поля называются *нелинейными восприимчивостями вещества*. По аналогии с обсуждавшимися выше свойствами

линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$ нелинейные восприимчивости $\chi^{(k)}$ отражают различные процессы нелинейного рассеяния света. Это процессы, в которых вынужденный характер носит поглощение или излучение нескольких (более чем одного) квантов. Из общего соотношения (2) и фурье-разложения (4) видно, что нельзя написать общее соотношение для нелинейных восприимчивостей $\chi^{(k)}$ даже при монохроматическом возбуждающем поле $E = E_0 \cos \omega t$. Тем более это невозможно в случае реального квазимонохроматического поля.

Для нелинейных восприимчивостей $\chi^{(k)}$ имеется лишь одна общая закономерность, связанная с симметрией среды. В симметричных средах (т. е. в средах с центром инверсии), к которым относятся все атомы в основном состоянии, пространственно симметричные молекулы и другие квантовые системы, нелинейные восприимчивости в случае, когда начальное и конечное состояния одни и те же ($q = n$), при четных степенях поля ($\chi^{(2k)}$) тождественно равны нулю. На языке рассеяния света это очевидное утверждение, так как в соответствии с правилами отбора для дипольных переходов в результате поглощения четного числа квантов четность начального и конечного состояний остается неизменной, и тем самым квантовая система не может вернуться из конечного в начальное состояние путем однофотонной спонтанной релаксации. Таким образом, в большом классе сред с центром инверсии не равны нулю лишь нелинейные восприимчивости при нечетных степенях поля ($\chi^{(2k+1)}$). Соответственно в таких средах первой (низшей) нелинейной восприимчивостью является не квадратичная восприимчивость $\chi^{(2)}$, а кубическая восприимчивость $\chi^{(3)}$. (Для таких сред часто используется термин *кубичные среды*.)



2. Схема гиперкомбинационного рассеяния света частоты ω



3. Схема возбуждения второй гармоники (2ω) излучения частоты ω

В несимметричных средах (средах без центра инверсии) могут возбуждаться нелинейные восприимчивости любой четности. К таким средам относятся многочисленные кристаллы. Низшей нелинейной восприимчивостью в средах без центра инверсии яв-

ляется квадратичная восприимчивость $\chi^{(2)}$; соответственно такие среды именуются *квадратичными средами*.

В частном случае, когда конечное состояние отлично от начального, процессы, обусловленные квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$, могут иметь место и в средах с центром инверсии. В качестве конкретного примера такого процесса можно указать на *гиперкомбинационное рассеяние света*, являющееся нелинейным аналогом комбинационного рассеяния света, рассмотренного выше в п. 1. Схема такого процесса приведена на рис. 2. Возбуждение квантовой системы из состояния n в состояние m происходит за счет поглощения двух фотонов, состояние m спонтанно распадается в состояние $q \neq n$. Закон сохранения энергии имеет вид: $\mathcal{E}_q = \mathcal{E}_n + 2\omega - \omega'$. По аналогии с (5) вероятность перехода содержит квадрат трехфотонного матричного элемента $V_{qn}^{(3)}$, имеющего следующий общий вид [1]:

$$V_{qn}^{(3)} = \sum_{l,m} \frac{(\mathbf{e} \mathbf{r}_{qm}) (\mathbf{r}_{ml} \mathbf{E}) (\mathbf{r}_{ln} \mathbf{E})}{(\omega_{ln} - \omega) (\omega_{mn} - 2\omega)} \propto E^2. \quad (17)$$

В (17), как и в (7), $(\mathbf{r}_{ln} \mathbf{E})$ и $(\mathbf{r}_{ml} \mathbf{E})$ пропорциональны E , так как являются вынужденными переходами, а $(\mathbf{e} \mathbf{r}_{qm})$ не зависит от E как спонтанный переход. По аналогии с (5), (7) и (11) вероятность гиперкомбинационного рассеяния описывается выражением

$$w_{qn} = (\omega'^3 / 2\pi c^3) |V_{qn}^{(3)}|^2 d\Omega = (\omega'^3 / 2\pi c^3) |e\chi^{(2)}|^2 E^4 d\Omega, \quad (18)$$

где $\chi^{(2)} = \chi^{(2)}(\omega'; \omega, \omega)$ — нерезонансная нелинейная восприимчивость; в соответствии с формулой (2)

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2. \quad (19)$$

В средах без центра инверсии, как уже говорилось выше, разрешен также случай, когда $q = n$. Соответственно кроме гиперкомбинационного рассеяния может также реализоваться и процесс возбуждения второй гармоники (рис. 3). Все соотношения для этого процесса получаются из (16) и (17) заменой $q \rightarrow n$; квадратичная восприимчивость имеет вид

$$\chi^{(2)} = \chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega).$$

Соотношения, описывающие процессы, обусловленные кубической восприимчивостью, имеют аналогичный вид. В них входит четырехфотонный матричный элемент $V^{(4)} \propto E^3$, а $\chi^{(3)}$ может иметь самый различный характер. Так, например, в случае генерации третьей гармоники $\chi^{(3)} = \chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$.

Все предыдущее рассмотрение проведено в предположении, что возбуждающее излучение строго монохроматично. В случае реального, квазимонохроматического излучения может возбуждаться значительно большее число нелинейных процессов за счет большего числа нелинейных восприимчивостей, характеризуемых большим набором частот ω' .

В качестве простейшего примера рассмотрим случай, когда на квадратичную среду падают две монохроматические волны с частотами ω_1 и ω_2 :

$$E_1 = E_1^{(0)} \cos(\omega_1 t - k_1 z), \quad E_2 = E_2^{(0)} \cos(\omega_2 t - k_2 z). \quad (20)$$

Подставим выражения для E_1 и E_2 в (19). Легко видеть, что поляризация может возникать на следующих четырех частотах: $\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_1$, $2\omega_2$; это суммарная, разностная и удвоенные частоты возбуждающего излучения.

Если три монохроматические волны с различными частотами падают на кубичную среду $\chi^{(3)}$, то может возникнуть поляризация на двадцати двух частотах [7], в том числе на четырех частотах, определяемых частотой всех трех волн.

Из этих примеров видно, что в случае реального, квазимонохроматического лазерного излучения, нелинейная поляризация может иметь очень сложный характер. Определяющим в данном случае является возникновение промежуточных квазирезонансных ситуаций, резонансно увеличивающих вероятность данной конкретной нелинейной восприимчивости. При возникновении промежуточных резонансов нерезонансная нелинейная восприимчивость переходит в резонансную нелинейную восприимчивость [6]. Процедура описания резонансов при этом аналогична той процедуре, которая описана в п. 3 для линейной восприимчивости. Отличия состоят лишь в том, что одновременно могут возникать несколько резонансов на частотах ω , 2ω и т. д., а также в том, что при описании мнимой части $\chi^{(K)}$ надо принимать во внимание кроме однофотонных и многофотонные переходы из резонансных состояний, в том числе процесс многофотонной ионизации (лекция 5).

* * *

Выше, обсуждая нелинейные восприимчивости, мы ограничились восприимчивостями второго и третьего порядка. На самом деле могут реализоваться и восприимчивости более высоких порядков. Трудно указать тот предельно высокий порядок восприимчивости, который наблюдался экспериментально. Это в значительной мере вопрос техники эксперимента. Во всяком случае, это восприимчивости, порядок которых около десяти. Очевиден практический интерес к восприимчивостям высокого порядка. Из сказанного выше следует, что среди нелинейных восприимчивостей могут реализоваться, например, восприимчивости вида $\chi^{(K)}(\omega'; K\omega)$, соответствующие преобразованию квантов частоты ω в квант частоты $\omega' = K\omega$, т. е. процессу возбуждения высших гармоник излучения частоты ω . Это очень важный для практики и типично нелинейный (очевидно отсутствие линейного аналога) процесс преобразования длинноволнового излучения в коротковолновое. Обсуждению таких процессов посвящена лекция 12).

Для того чтобы нелинейные восприимчивости играли существенную роль, необходима, как уже говорилось выше, большая

напряженность поля возбуждающего излучения. Однако не надо думать, что за счет увеличения напряженности поля можно достичь таких условий, когда эффекты, определяемые восприимчивостью K -порядка, будут доминировать над эффектами, определяемыми восприимчивостью $K-1$ -порядка. Они лишь сравниваются при напряженности поля E порядка атомной напряженности E_a . Но этот предел уже не интересен ни для теории (при $E \sim E_a$ разложение (2), очевидно, не справедливо), ни для практики (при $E \sim E_a$ связанная квантовая система распадается за атомное время $\tau_a \sim 10^{-17}$ с). Поэтому проявление той или иной нелинейной восприимчивости определяется в основном ее резонансным увеличением при реализации какого-либо (или каких-либо) квазирезонанса (т. е. экстремально малых расстройек) в промежуточных состояниях (m в выражениях (6) — (11); m, l в (17)). В случае возникновения точных резонансов появляются конкурирующие каналы реакции⁶) [6]. Проявление конкретной нелинейной восприимчивости регистрируется обычно по возникновению конкретного явления — по возбуждению высшей гармоники, по возникновению частоты, соответствующей гиперкомбинационному рассеянию, и т. д.

Именно по этой причине в этой лекции не обсуждается круг вопросов, связанных с проявлением и наблюдением явлений, обусловленных нелинейными восприимчивостями. Эти вопросы обсуждаются при описании конкретных нелинейных явлений в последующих лекциях.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. О квантовых системах с постоянным дипольным моментом. Электрический дипольный момент квантовой системы определяется как $\mathbf{d} = \left\langle \sum_i e_i \mathbf{r}_i \right\rangle$, где e — заряд электрона, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, характеризующий его положение, а $\langle \dots \rangle$ — знак усреднения по волновой функции системы. Типичный пример квантовой системы с постоянным дипольным моментом — полярные молекулы, в которых центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают, а потому молекула в целом представляет собой диполь [8]. Среди атомов системой с постоянным дипольным моментом является атом водорода [9], а также ридберговские (высоковозбужденные, а потому водородоподобные) состояния сложных атомов, имеющие большие орбитальные моменты [10, 11]. Взаимодействие V квантовой системы, имеющей дипольный момент $\mathbf{d}$, с внешним электрическим полем $\mathbf{E}$ описывается соотношением $V = -\mathbf{d}\mathbf{E}$, т. е. взаимодействие линейно связано с полем $\mathbf{E}$.

2. О термине «комбинационное (рамановское) рассеяние света». Процесс рассеяния света, заключающийся в спонтанном распаде возбужденного состояния квантовой системы не в исходное, а в третье состояние, был независимо и примерно одновременно открыт советскими физиками Л. И. Мандельштамом и Г. С. Лансбергом и индийским физиком Раманом в 20-х годах. В советской научной литературе для этого процесса принято наименование *спонтанное комбинационное рассеяние*, в западной литературе — *рамановское рассеяние*. История открытия детально изложена в [12].

3. О поле вакуума. Физический вакуум в квантовой теории поля — это низшее энергетическое состояние квантовой системы. Процессы, приводящие к переходу системы в низшее энергетическое состояние, описываются как результат взаимодействия системы с полем вакуума. Таким образом, в

частности, описывается и вероятность спонтанной релаксации возбужденного атома в основное состояние [13, 14].

4. Золотое правило Ферми. Это общее выражение для вероятности w перехода квантовой системы из одного состояния в другое состояние m [15]:

$$w_{mn} = 2\pi |V_{mn}|^2 \rho_m,$$

где V_{mn} — матричный элемент перехода $n \rightarrow m$, ρ_m — плотность конечных состояний системы. Если m — невозмущенное связанное состояние электрона в квантовой системе (атоме, молекуле), то

$$\rho_m = (\gamma_m/\pi) [(\omega_{mn} - \omega)^2 + \gamma_m^2]^{-1}$$

— лоренциан. Если m — состояние в непрерывном спектре, то свободный электрон характеризуется импульсом p и

$$\rho_m = p d\Omega_p / (2\pi)^3,$$

где $d\Omega_p$ — элемент телесного угла.

5. Виртуальные и реальные переходы, состояния. Реальными принято называть такие возбужденные состояния электрона в атоме (молекуле, ионе), переходы в которые из других реальных состояний (реальные переходы) реализуются лишь при выполнении закона сохранения энергии

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j - K\hbar\omega \leq \gamma_{ij}.$$

Таким образом, реальные переходы являются резонансными переходами. Время жизни в реальных состояниях $\tau \sim \hbar/\gamma_n$ является естественным и определяется процессом их самопроизвольного спонтанного радиационного распада в реальные состояния с меньшей энергией $\mathcal{E}$. Величина γ_n называется естественной шириной реального состояния.

Виртуальными принято называть такие состояния, переходы в которые не требуют выполнения закона сохранения энергии $\Delta\mathcal{E} \leq \gamma_n$. Время жизни в виртуальных состояниях определяется соотношением неопределенности энергия — время

$$\Delta\mathcal{E} \cdot \Delta t \sim \hbar,$$

где $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j - K\hbar\omega > \gamma_{ij}$ — расстройка резонанса. Переходы через виртуальные состояния — виртуальные переходы — нерезонансные.

6. Процедура Брейта — Вигнера [16]. Это метод учета естественной ширины связанных возбужденных атомных состояний в законе сохранения энергии для реальных переходов. Процедура состоит в лоренцевом размытии δ -функции, а именно в замене

$$\delta(\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n - K\hbar\omega) \rightarrow \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma_m}{(\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n - K\hbar\omega)^2 + \gamma_m^2/4}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — Гл. 2.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974. — § 61.
3. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. — М.: Атомиздат, 1980.
4. См. [2], § 134.
5. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. — М.: Наука, 1986. — П. 1.2.4.
6. См. [5], § 2.2.
7. Лоудон Р. Квантовая теория света: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Скороцкого. — М.: Мир, 1976.
8. Татеевский В. М. Строение молекул. — М.: Химия, 1977. — Раздел VII.
9. См. [2], § 77.
10. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — Гл. 6.
11. См. [1], п. 4.3.1.

12. Фабелинский И. Л. // УФН. — 1978. — Т. 126. — С. 123.

13. См. [1], п. 7.1.1.

14. Гайтлер Е. Квантовая теория излучения: Пер. с англ./Под ред. Н. И. Боголюбова. — М.: ИЛ, 1956. — Гл. 5.

15. См. [1], п. 2.1.2, 2.1.3.

16. См. [1], п. 7.1.1, 7.1.2.

Лекция 3. СДВИГ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ

Сдвиг уровней в переменном поле. Зависимость динамической поляризуемости от характеристик атомной системы и поля излучения. Экспериментальное определение сдвига уровней в поле лазерного излучения. Численные оценки условий в случае, когда необходимо принимать во внимание динамическую поляризуемость.

Одним из конкретных эффектов, к которому приводит поляризация атомных систем под действием внешнего переменного поля, является сдвиг атомных уровней (изменение энергий связанных электронных состояний). Сдвиг уровней — очень важный эффект, играющий существенную роль во многих явлениях, возникающих при воздействии лазерного излучения на вещество. Действительно, спектр связанных электронных состояний является одной из основных характеристик любой атомной системы, он определяет характер взаимодействия этой системы с излучением. Невозмущенные спектры атомов, ионов, молекул (т. е. спектры в отсутствие внешнего поля) детально исследованы, табулированы в различных справочниках и таблицах и представляют собой исходные данные при проектировании, постановке и проведении различных экспериментов и при интерпретации их результатов. Поэтому изменение спектра, чем бы оно ни было обусловлено, является изменением фундаментальной характеристики атомной системы, и потому этот эффект имеет первостепенное значение.

Давно известны и детально изучены эффекты изменения спектра под воздействием постоянного электрического поля (эффект Штарка [1]) и постоянного магнитного поля (эффект Зеемана [1]).

Характер изменения энергии связанных состояний под действием постоянного электрического поля E_c зависит от свойств невозмущенной атомной системы. Если система имеет постоянный дипольный момент (полярные молекулы, атом водорода, возбужденные состояния многоэлектронных атомов с большими значениями главного (n) и орбитального (l) квантовых чисел), то изменение энергии состояния

$$\delta\mathcal{E} \propto E_c;$$

это — так называемый *линейный эффект Штарка*. Если система не имеет постоянного дипольного момента (многоэлектронные атомы в основном и возбужденных состояниях с небольшими n и l , атомарные ионы, большинство молекул), то

$$\delta\mathcal{E} \propto E_c^2.$$

Это — *квадратичный эффект Штарка*.

Теоретическое описание изменения энергии связанных электронных состояний в постоянном электрическом поле осуществляется с помощью стационарной теории возмущений, в рамках которой за исходный базис принимается невозмущенный спектр, а действие поля сводится к малым поправкам к невозмущенным энергиям связанных состояний [1]. Таким образом рассчитывается коэффициент, связывающий $\delta\mathcal{E}$ с E_c или E_c^2 . В соотношении $\delta\mathcal{E} = d^{(0)}E$ величина $d^{(0)}$ — постоянный дипольный момент системы. В соотношении

$$\delta\mathcal{E} = \alpha_{\text{ст}}^{(0)} E_c^2/4 = \chi^{(1)}(0, 0) E_c^2/4 \quad (1)$$

величина $\alpha_{\text{ст}}^{(0)}$ — статическая поляризуемость, которая определяется статической восприимчивостью $\chi^{(1)}(0; 0)$ атомной системы (см. формулу (11) в лекции 2).

1. Сдвиг уровней в переменном поле. Обратимся теперь к переменному электрическому полю $E(t) = E \cos \omega t$. Как уже обсуждалось выше, в лекции 2, на интервалах времени $\Delta t \ll T$, где T — период переменного поля, действие переменного поля аналогично действию постоянного поля.

Для того чтобы выяснить, какое поле является действующим, $E(t)$ или средняя за много периодов величина $\langle E^2 \rangle$, необходимо, очевидно, сопоставить характеристики атомной системы и переменного поля.

Обратимся сначала к атомной системе. Энергии связанных электронных состояний являются стационарными (в случае основных состояний) и квазистационарными (в случае возбужденных состояний) характеристиками атомной системы. Они характеризуют систему за времена $\Delta t \gg \tau_e$, где τ_e — время обращения электрона по орбите вокруг ядра. Из механической модели атома следует, что время обращения электрона (для атома водорода) в основном состоянии $\tau_{e0} \sim 10^{-16}$ с, а в возбужденном состоянии — $\tau_{en} \sim \tau_{e0} n^3$. (Для многоэлектронных атомов, атомарных ионов и простых молекул время τ_e того же порядка величины.) Таким образом, $\tau_{en} \geq 10^{-16}$ с и интервалы времени, в течение которых можно характеризовать атомную систему энергиями связанных электронных состояний, $\Delta t \geq 10^{-16}$ с. Из сделанной выше оценки следует, что действие внешнего поля в течение времени $\Delta t \geq 10^{-16}$ с проявляется как изменение энергий связанных электронных состояний (см. [2], п. 6.1.3).

Выше, в лекции 2, уже говорилось, что на атом действует не мгновенное значение напряженности поля лазерного излучения, а величина $\langle E^2 \rangle$ — средняя за много периодов изменения поля. Таким образом, видно, что в поле лазерного излучения изменение энергий связанных электронных состояний происходит под действием средней (за много периодов) величины $\langle E^2 \rangle$.

Если лазерное излучение является непрерывным, то электронные состояния, возмущенные под действием поля излучения (т. е. состояния с измененными энергиями), являются стационарными. Если лазерное излучение импульсное, но длительность

импульса $\tau_n \gg \tau_e$, то возмущенные состояния являются квазистационарными. Это утверждение справедливо, во всяком случае, для импульсов пикосекундной и большей длительности.

Таким образом, возмущение электронных состояний в поле лазерного излучения сводится к изменению стационарной характеристики этих состояний — их энергии — под действием средней величины $\langle E^2 \rangle$.

Проведенное выше рассмотрение позволяет утверждать, что изменение энергии связанных электронных состояний многоэлектронных атомов, атомарных ионов и большинства молекул под действием переменного поля должно описываться соотношением, аналогичным случаю действия постоянного поля (1), с заменой статической восприимчивости $\chi^{(1)}(0, 0)$ на динамическую восприимчивость $\chi^{(1)}(\omega, \omega)$, а квадрата напряженности постоянного поля E_c^2 — на средний квадрат напряженности переменного поля $\langle E^2 \rangle$. Таким образом, для атомных систем, не имеющих постоянного дипольного момента, можно записать соотношение, очевидным образом следующее из соотношений (1) и (11) лекции 2:

$$\delta\mathcal{E}_n^{(1)}(E) = \mathcal{E}_n(E) - \mathcal{E}_n(0) \sim \chi^{(1)}(\omega, \omega) \langle E^2 \rangle \sim \sum_m |z_{nm}|^2 E^2 [(\omega_{mn} - \omega)^{-1} + (\omega_{mn} + \omega)^{-1}], \quad (2)$$

где $\omega_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n$; суммирование ведется по всем состояниям m , дипольно связанным с n . Величину $\chi^{(1)}(\omega, \omega)$ в этом случае принято называть *динамической поляризуемостью* (атома, иона, молекулы).

Из данных о поляризации атомных систем, приведенных в лекции 2, следует, что в общем случае соотношение (2) не строго, так как кроме линейной восприимчивости $\chi^{(1)}(\omega; \omega)$ необходимо принимать во внимание и нелинейные восприимчивости различных порядков. Следующий член разложения величины $\delta\mathcal{E}$ по степеням напряженности поля излучения определяется так называемой *гиперполяризуемостью*, которая, согласно материалам, приведенным в лекции 2, имеет вид $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$. Изменение энергии состояния за счет гиперполяризуемости описывается соотношением

$$\delta\mathcal{E}^{(2)} \sim \chi^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega) E^4. \quad (3)$$

В общем случае, как и все восприимчивости, величины $\chi^{(1)}(\omega; \omega)$ и $\chi^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$ являются тензорами (лекция 2); соотношения (2) и (3) записаны в более простой форме (предполагается, что поле $E(t)$ линейно поляризовано). Это вполне реалистичное предположение в случае поля лазерного излучения.

Из соотношения (2) видно, как изменение энергии данного состояния n под действием внешнего поля частоты ω зависит от невозмущенного спектра энергий $\mathcal{E}_m$ состояний m . Величина $\delta\mathcal{E}_n(E)$ определяется суммой виртуальных ($\omega \neq \omega_{mn}$) переходов электрона из состояния n во все состояния m , разрешенные

в соответствии с правилами отбора для однофотонных переходов в дипольном приближении (см. [2], п. 1.2.3, а также лекцию 4). Так как правила отбора зависят от поляризации излучения, то набор состояний m , которые входят в сумму в (2), определяется поляризацией излучения, от которой соответственно зависит и величина $\delta\mathcal{E}_n$. Вклад каждого перехода прямо пропорционален величине соответствующего матричного элемента $|r_{mn}|^2$ и обратно пропорционален соответствующей расстройке резонанса $\Delta_{mn} = |\omega_{mn} - \omega| = |\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n - \omega|$.

Из соотношений (1), (2) видно, что имеется общего между сдвигом уровней в переменном и постоянном поле и чем эти эффекты различаются. Общим является квадратичная по полю зависимость сдвига в том случае, когда можно ограничиться первым членом разложения. Отличие случая переменного поля состоит в наличии высших членов разложения (3), а также в зависимости сдвига от частоты и поляризации излучения (2).

Как и в случае постоянного поля, расчет соответствующих восприимчивостей проводится в рамках теории возмущений, в данном случае *нестационарной теории возмущений* [2]. Критерии применимости нестационарной теории возмущений следующие:

а) напряженность поля $E \ll E_a$, где E_a — атомная напряженность поля; этот критерий есть следствие общего условия справедливости разложения поляризации по степеням поля (лекция 2);

б) частота излучения $\omega \neq \omega_{mn}$, где ω_{mn} — частоты переходов из состояния n во все состояния невозмущенной системы, разрешенные правилами отбора; очевидно, что при $\omega = \omega_{mn}$ соотношение (2) теряет смысл, так как при этом $\delta\mathcal{E}_n = \infty$;

в) изменение энергии состояния n ограничено сверху неравенством $\delta\mathcal{E}_n \ll |\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n|$; этот критерий есть критерий малости возмущения, лежащий в основе теории возмущений; он также означает, что несмотря на изменение энергии состояния n его по-прежнему можно характеризовать главным квантовым числом n невозмущенного состояния.

Расчеты динамической поляризуемости многоэлектронных атомов, атомарных ионов и простых молекул могут быть проведены с использованием нестационарной теории возмущений лишь приближенно, численно — с применением специальных программ и ЭВМ [3]. Приближенный характер расчетов обусловлен отсутствием точных аналитических выражений для волновых функций электронов в сложных атомах.

2. Зависимость динамической поляризуемости от характеристик атомной системы и поля излучения. Общий характер зависимости величины $\delta\mathcal{E}_n$ от частоты и напряженности поля излучения уже обсуждался выше. Рассмотрим теперь эти зависимости более детально, обратившись вновь к соотношению (2).

Очевидно, что при $\omega \rightarrow \omega_{mn}$ восприимчивость $\chi^{(1)}$ возрастает. Соотношение (2) справедливо до тех пор, пока расстройка резонанса $\Delta_{mn} \gg \gamma_{mn}$, где γ_{mn} — приведенная естественная ширина пе-

рехода $n \rightarrow m$, определяемая ширинами состояний n и m . Если n — основное состояние, то $\gamma_n = 0$ и $\gamma_{mn} = \gamma_m$, т. е. равно ширине состояния m . Так как в спектрах связанных состояний $\gamma_{mn} \ll \Delta_{mn}$ (обычно Δ_{mn} превышает γ_{mn} на много порядков величины), то соотношение (2) справедливо для подавляющего большинства частот ω , исключая узкие интервалы спектра с ширинами порядка γ_{mn} . Как видно из (2), при переходе частоты ω через значения $\omega = \omega_{mn}$ знак восприимчивости $\chi^{(1)}$ изменяется на противоположный. В каждом межрезонансном интервале частот имеется частота ω_0 , при которой восприимчивость $\chi^{(1)} = 0$.

В предельном случае малых частот ω , когда $\omega \ll \omega_{mn}$, величиной ω в (2) можно пренебречь по сравнению с ω_{mn} и динамическая поляризуемость переходит в статическую поляризуемость $\chi^{(1)}(0; 0)$, т. е. изменение энергии состояния соответствует квадратичному эффекту Штарка. В соответствии с соотношением (13) из лекции 2 сдвиг уровня при этом описывается соотношением

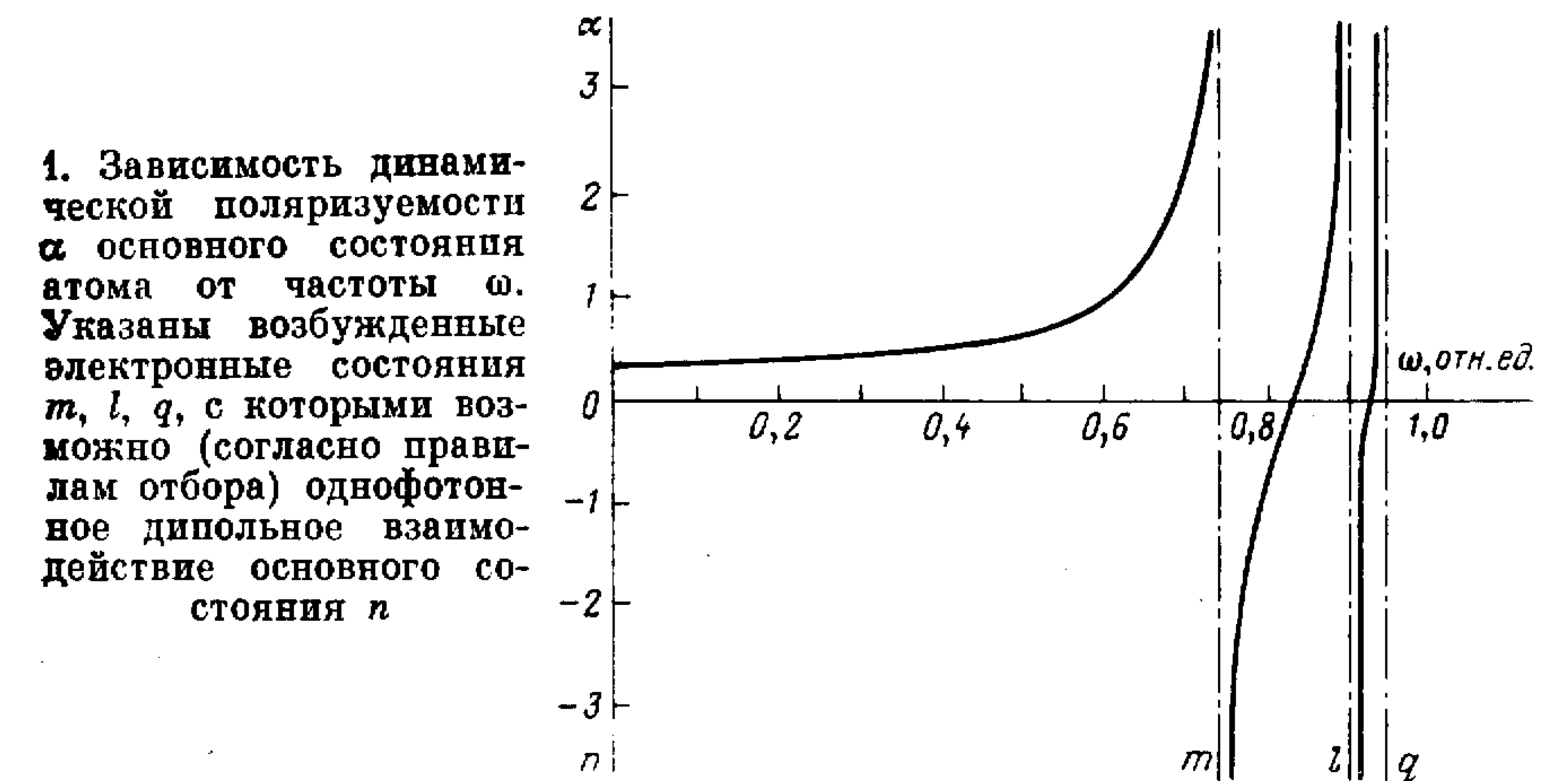
$$\delta\mathcal{E}_n = \frac{1}{4}\chi^{(1)}(0; 0) E^2 = \frac{1}{2} \sum_m |z_{mn}|^2 E^2 / \omega_{mn}. \quad (4)$$

В предельном случае больших частот, когда $\omega \gg \omega_{mn}$, величиной ω_{mn} в (2) можно пренебречь по сравнению с ω и в соответствии с (15) из лекции 2 для динамической поляризуемости получается выражение

$$\delta\mathcal{E}_n = -\frac{1}{4}E^2 / \omega^2. \quad (5)$$

Отметим, что в данном случае $\delta\mathcal{E}_n$ равна колебательной энергии свободного электрона в поле E волны частоты ω (лекция 16).

Рисунок 1 иллюстрирует эти закономерности на конкретном примере. Из этого рисунка и соотношения (2) следует, что при

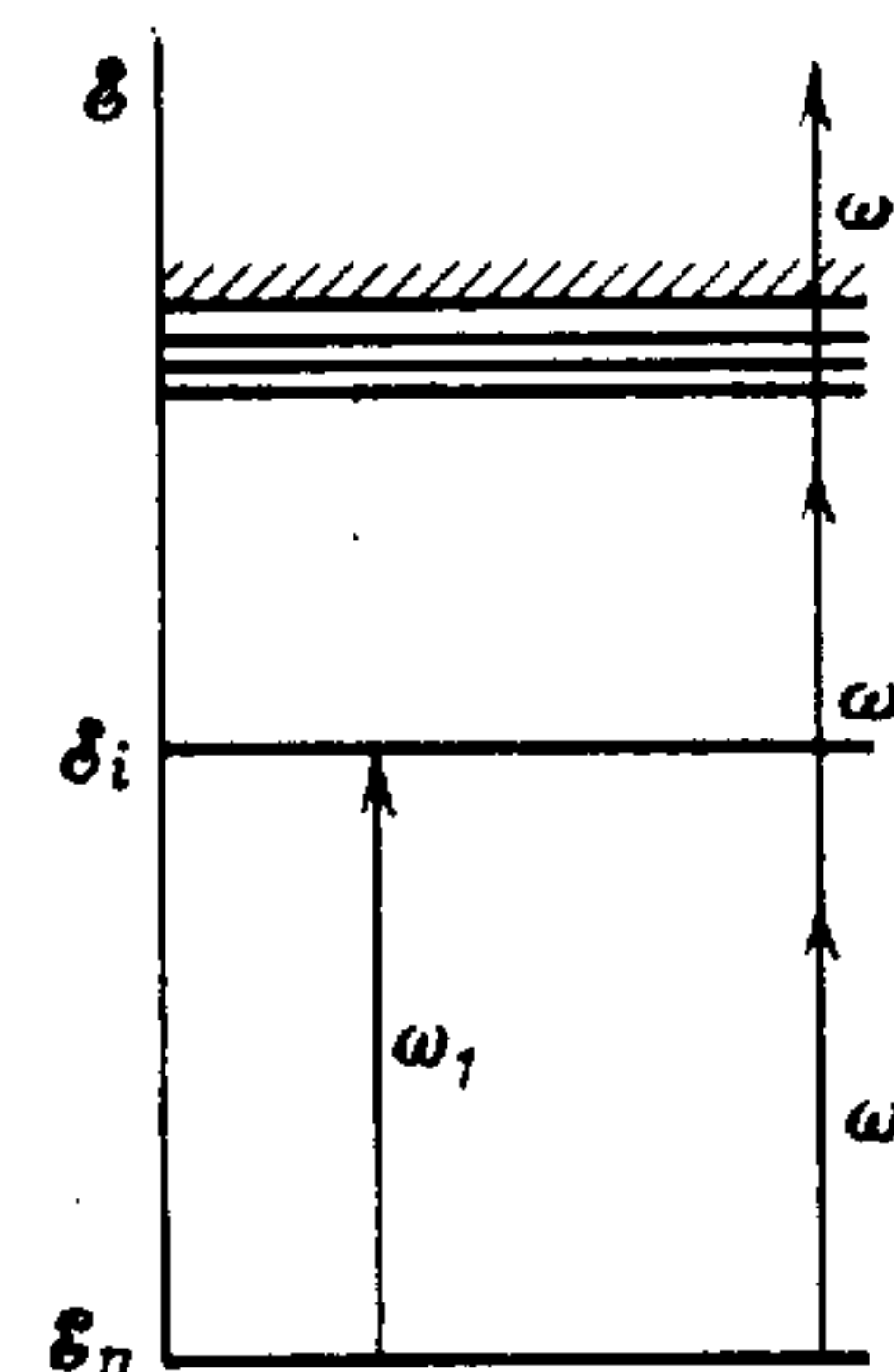


1. Зависимость динамической поляризуемости α основного состояния атома от частоты ω . Указаны возбужденные электронные состояния m, l, q , с которыми возможно (согласно правилам отбора) однофотонное дипольное взаимодействие основного состояния n

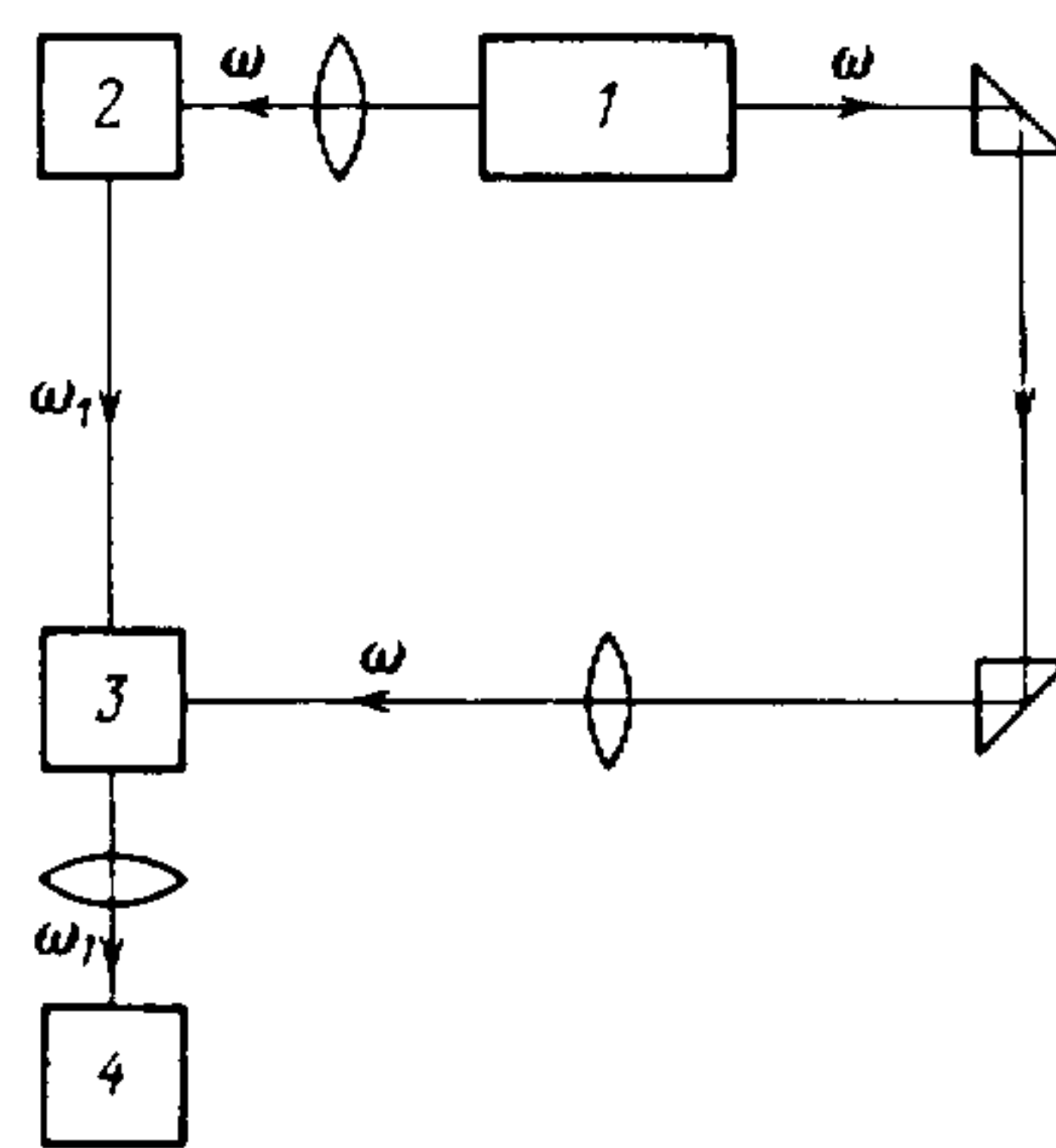
частотах ω_0 в межрезонансных промежутках $\chi^{(1)} = 0$, и следовательно, равно нулю и изменение энергии состояния n . Отметим, что второе утверждение справедливо лишь приближенно,

в меру ограничения линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. На самом деле, строго говоря, надо учитывать и нелинейные восприимчивости, например $\chi^{(3)}$, так что при частотах ω_0 величина $\delta\mathcal{E}_n(E)$ определяется гиперполяризуемостью (3). Так как гиперполяризуемость представляет собой результат виртуальных двухфотонных переходов, для которых правила отбора отличны от правил отбора для однофотонных переходов (см. [2], п. 1.2.3 и лекцию 4), то резонансные частоты в $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(3)}$ различаются и соответственно частоты ω_0 не могут совпадать. Таким образом, нет таких частот, при которых изменение энергий связанных состояний отсутствует.

3. Экспериментальное определение сдвига уровней в поле лазерного излучения. Существует несколько методов наблюдения и измерения сдвига уровней в переменном поле [2], § 6.2, [4]. Для всех этих методов общим является то обстоятельство, что наблюдаемая величина представляет собой энергию перехода между какой-либо фиксированной парой уровней. Очевидно, что изменение энергии перехода во внешнем поле определяется сдвигом обоих уровней. При этом лишь в некоторых частных случаях может реализоваться такая ситуация, когда независимо от измерений можно утверждать, что сдвиг одного из двух состояний доминирует. В качестве конкретного примера можно указать тот случай, когда для одного из состояний в бесконечной сумме (2) какой-либо член является квазирезонансным, т. е. выполняется



2. Принципиальная схема метода вспомогательного излучения: ω — частота мощного излучения, создающего сильное поле; ω_1 — изменяемая частота вспомогательного излучения, поглощаемого на исследуемом переходе; $\mathcal{E}_n, \mathcal{E}_i$ — энергии уровней исследуемого перехода в поле излучения



3. Схема практической реализации метода вспомогательного излучения: 1 — мощный лазер, частота ω ; 2 — лазер на красителе, подкачиваемый излучением мощного лазера на частоте ω ; 3 — объем с газом, облучаемый излучением с частотой ω и зондируемый излучением с частотой ω_1 ; 4 — спектрограф для наблюдения поглощения излучения на частоте ω_1

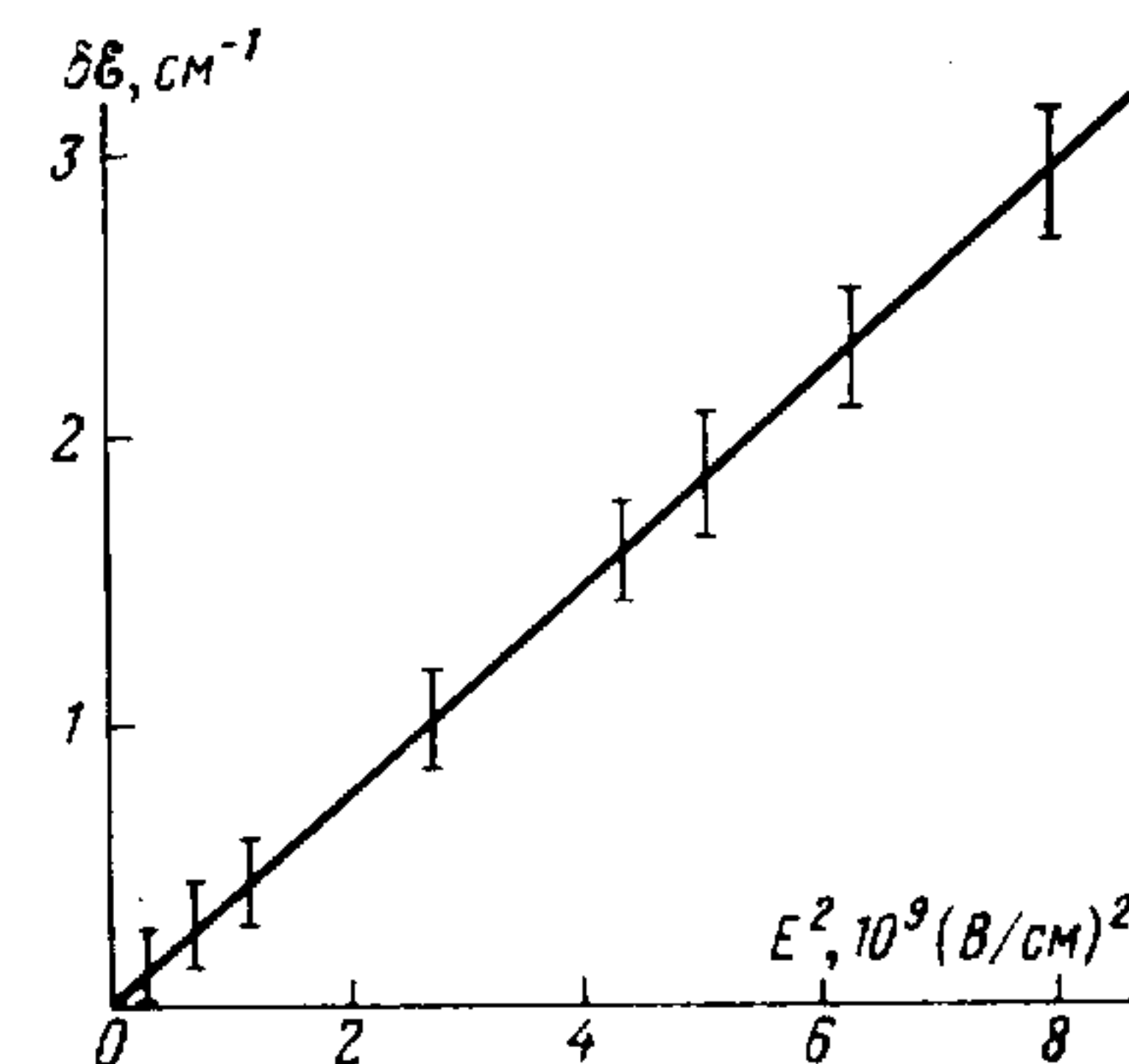
соотношение $\omega \approx \omega_{in}$; соответственно данный резонансный знаменатель экстремально мал и, тем самым, велик составной матричный элемент.

Одним из наиболее широко используемых методов наблюдения и измерения сдвига уровней является метод поглощения вспомогательного излучения [4]. В этом случае на исследуемую атомную систему действуют двумя излучениями — мощным нерезонансным излучением, в поле которого сдвигаются уровни, и маломощным вспомогательным излучением, резонансным исследуемому переходу. Принципиальная схема этого метода изображена на рис. 2.

Один из вариантов реализации этого метода приведен на рис. 3. Исследуемые атомы (молекулы) в виде газа облучаются излучением двух лазеров — мощного импульсного лазера на стекле с неодимом и лазера на красителе с изменяемой частотой, подкачиваемого тем же мощным излучением. Наблюдается поглощение излучения лазера на красителе при подстройке его частоты в резонанс с частотой исследуемого перехода. Изменяя мощность (напряженность поля) излучения лазера на стекле с неодимом, можно изменять частоту исследуемого перехода за счет сдвига соответствующей пары уровней. Подбирая частоту излучения лазера на красителе, можно для каждой напряженности сильного поля находить резонансную частоту и, таким образом, измерять зависимость энергии (частоты) перехода от напряженности сильного нерезонансного поля.

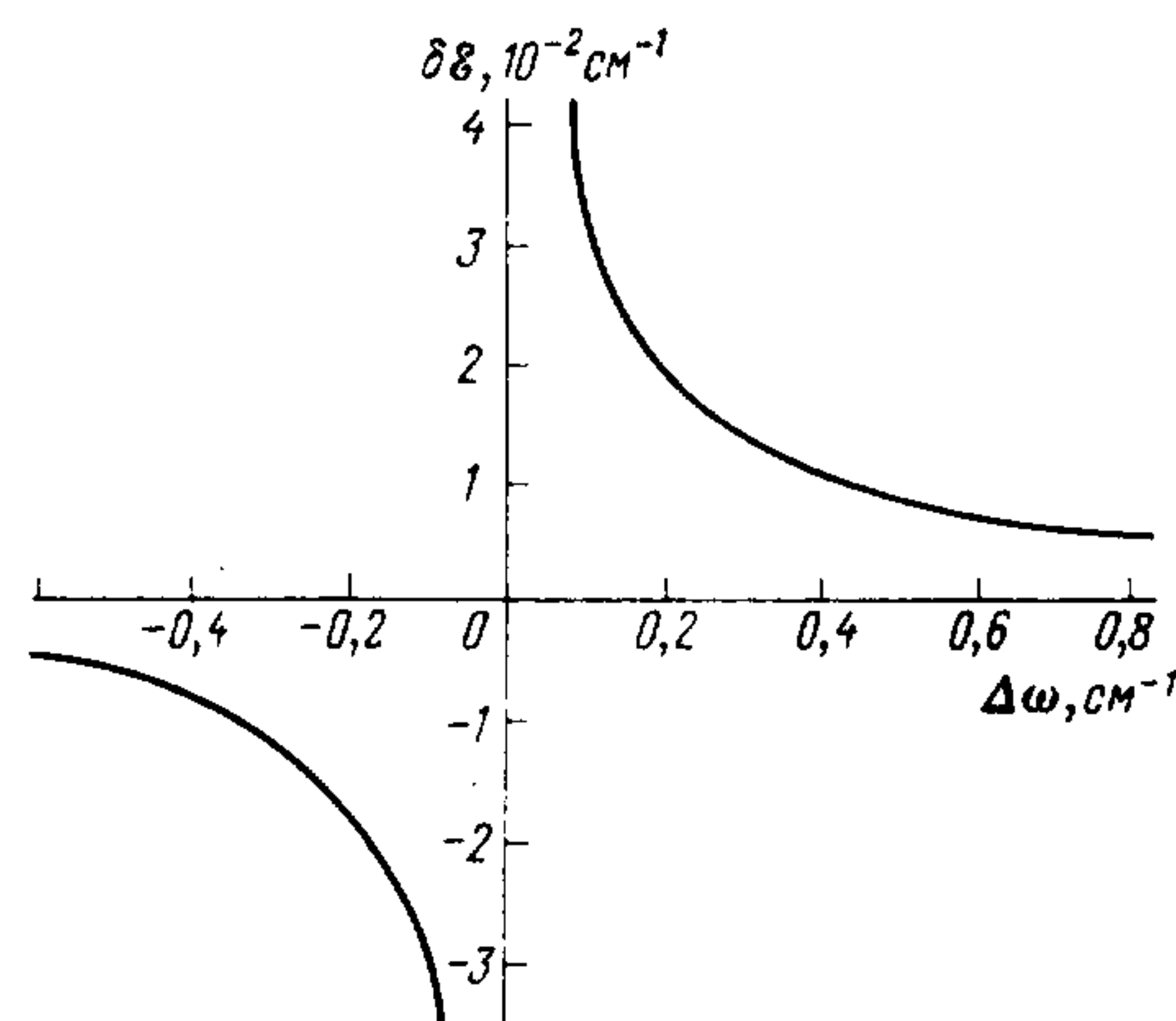
В описанной выше модификации метода вспомогательного излучения измерения можно провести с точностью, определяемой точностью измерения напряженности сильного поля и точностью регистрации резонанса. Последняя определяется шириной спектра зондирующего излучения и доплеровской шириной контура поглощения ансамбля атомов (молекул). Значительно большую точность в регистрации резонанса можно получить, используя вместо газа атомный пучок или реализуя какой-либо вариант спектроскопии внутри доплеровского контура, например метод встречных пучков зондирующего излучения (лекция 4).

4. Результат измерения энергии $\delta\mathcal{E}$ перехода $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ в атоме калия в зависимости от квадрата напряженности поля излучения на нерезонансной частоте ω



На рис. 4 приведен результат эксперимента [5], в котором измерялась зависимость энергии перехода в атоме калия из основного состояния $4S_{1/2}$ в возбужденное состояние $4P_{3/2}$ под дей-

ствием поля излучения рубинового лазера. Из результатов этого эксперимента видно, что $\delta\mathcal{E} \propto E^2$. Коэффициент пропорциональности между $\delta\mathcal{E}$ и E^2 , рассчитанный из этих данных, $\alpha(\Sigma') = (1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1} \cdot (\text{В/см})^2$, очевидно, равен сумме динамических поляризуемостей атома калия в состояниях $4S_{1/2}$ и $4P_{3/2}$.



5. Зависимость изменения энергии перехода $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ в атоме натрия под действием сильного нерезонансного поля от расстройки $\Delta\omega$ резонанса между частотой ω и энергией указанного перехода. Измерения проведены при интенсивности излучения $F \sim 10^7 \text{ Вт/см}^2$

Типичные результаты другого эксперимента [6] приведены на рис. 5 в виде зависимости изменения энергии перехода из основного состояния атома натрия $3S_{1/2}$ в возбужденное состояние $3P_{3/2}$ под действием сильного поля от расстройки резонанса $\Delta\omega$. Использовалось излучение лазера на красителе, частота которого изменялась в окрестности частоты перехода $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$. В этом эксперименте использовался метод встречных пучков (лекция 4), позволивший (как видно из рис. 5) наблюдать изменение энергии перехода с точностью примерно на два порядка величины более высокой, чем в предыдущем эксперименте. Из экспериментальных данных (рис. 5) хорошо видно резонансное возрастание динамической поляризуемости в окрестности резонанса $\omega \sim \sim |\mathcal{E}(3P_{3/2}) - \mathcal{E}(3S_{1/2})|$ и изменение знака поляризуемости при переходе через резонанс.

Большое число экспериментальных данных, полученных различными методами, во-первых, полностью подтверждает квадратичную зависимость динамической поляризуемости от напряженности поля излучения, а во-вторых, дает количественные значения динамической поляризуемости, с которой с удовлетворительной точностью согласуются результаты расчетов ([2], § 6.1).

4. Численные оценки условий в случае, когда необходимо принимать во внимание динамическую поляризуемость. В большом числе случаев при проектировании экспериментов, обработке результатов экспериментов, при сопоставлении результатов экспериментов с расчетами и теоретическими моделями важно знать, надо ли принимать во внимание эффект динамической поляризуемости атомов и молекул? А если надо, то каков сдвиг уровней? Насколько широк круг физических явлений, которые вызывают этот вопрос, видно из последующих лекций.

Очевидно, что для ответа на первый вопрос — надо ли принимать во внимание динамическую поляризуемость — необходимо исходя из конкретной ситуации первым делом установить, по сравнению с чем сдвиг уровней должен быть мал или велик.

Наиболее общим масштабом является естественная ширина атомных уровней. Действительно, принимать во внимание изменение энергии состояния $\delta\mathcal{E}_n$ надо лишь в тех случаях, когда оно сравнимо или превышает естественную ширину γ_n . Условие $\delta\mathcal{E}_n \geq \gamma_n$, естественно, нельзя в общем случае заменить численным условием, так как $\gamma_n \propto \omega^3 |V|^2$, где ω — частота перехода в состояние с меньшей энергией, а V — матричный элемент дипольного момента атома²⁾. Обе величины, ω и V , не одинаковы для различных состояний n и различных переходов из этих состояний. Анализ числовых значений показывает [7], что величина γ_n для атомов обычно лежит в пределах $10^{-7} \geq \gamma_n \geq 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ (т. е. в пределах $10^{-4} \leq \gamma_n \leq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$). Соответственно для грубых оценок можно пользоваться величиной $\gamma_n \sim 10^{-8} \text{ с}^{-1} \sim \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Величина γ_n для атомарных ионов и простых молекул (например, двухатомных) того же порядка величины [8].

Однако масштаб γ_n является реалистичным далеко не во всех случаях. Например, в газе при температуре $T \neq 0$ из-за теплового движения атомов возникает эффект Доплера, приводящий к доплеровской ширине Γ_d , которая во всех реальных случаях гораздо больше естественной ширины γ_n . Так, при комнатной температуре и частоте перехода, лежащей в видимом диапазоне, $\Gamma_d \geq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, т. е. $\Gamma_d \geq 10\gamma_n$. Можно указать и на другие типичные случаи, когда эффективная ширина $\Gamma_n > \gamma_n$ (лекция 2).

Ответ на второй вопрос — каков сдвиг уровней — достаточно строго можно получить лишь путем приближенных численных расчетов по соотношению (2). Как уже говорилось выше, это сложная задача, для решения которой необходимо наличие специальных программ и ЭВМ.

Однако для двух типичных нерезонансных случаев можно сделать простые оценки, с удовлетворительной точностью согласующиеся с результатами строгих расчетов.

Первый случай — основные состояния (0) атомов и низкочастотное возмущающее поле ($\omega < \omega_0$). Как уже говорилось выше, в этом случае можно экстраполировать к случаю $\omega = 0$ и пользоваться хорошо известными данными для статической поляризуемости атомов [7] и простых (двухатомных) молекул [8]. Из этих данных видно, что в среднем можно полагать $\alpha = 10^{-12} \text{ см}^{-1} \cdot (\text{В/см})^2$. Используя это значение α , легко оценить³⁾, что при напряженности поля $E \leq 10^4 \text{ В/см}$ (т. е. при интенсивности излучения $F \leq 10^6 \text{ Вт/см}^2$) сдвиг основного состояния не превышает типичную естественную ширину возбужденного состояния γ_n и потому может не приниматься во внимание в любой конкретной ситуации.

Второй случай — возбужденные состояния атомов и высокочастотное поле ($\omega > \mathcal{E}_e$, где $\mathcal{E}_e$ — энергия связи электрона в ато-

ме). В этом случае, как уже говорилось выше, сдвиг уровня $\delta\mathcal{E} \approx E^2\omega^{-2}/4$. Для частоты ω видимого диапазона из этого соотношения следует, что $\delta\mathcal{E} \leq \gamma_n$ при напряженности поля $E \leq 10^4$ В/см ($F \leq 10^6$ Вт/см²).

Очевидно, что легко аналогично найти критические значения для напряженности поля (интенсивности излучения) и для других ширин Γ_n , являющихся определяющими для других конкретных ситуаций.

* * *

Заканчивая рассмотрение эффекта сдвига атомных уровней в поле лазерного излучения, надо еще раз отметить, что сдвиг происходит под действием среднего (за много периодов) поля излучения, в подавляющем числе случаев сдвиг пропорционален квадрату напряженности поля (интенсивности излучения), а в нерезонансном внешнем поле надо принимать во внимание сдвиг при напряженности поля $E \gtrsim 10^4$ В/см (интенсивности излучения $F \gtrsim 10^6$ Вт/см²).

Выше не обсуждались два вопроса. Первый — каков характер сдвига в резонансном поле? Ответ на этот вопрос содержится в лекции 6. Здесь этот вопрос обсуждать не имеет смысла ввиду его самостоятельного значения.

Второй вопрос — в каких условиях в переменном поле реализуется нерезонансный сдвиг уровней в системах с постоянным дипольным моментом (аналог линейного эффекта Штарка)? Простого и общего ответа на этот вопрос нет; ответ зависит как от частоты, так и от напряженности возмущающего поля. Кроме того, атомные системы с постоянным дипольным моментом являются в известном смысле экзотикой. Поэтому рассматривать этот вопрос мы здесь не будем. Интересующиеся могут получить на него исчерпывающий ответ в книге [2], п. 6.3.4.

В заключение еще раз отметим, что сдвиг уровней в поле лазерного излучения является очень важным эффектом, существенно проявляющимся в большом числе конкретных явлений, имеющих место при взаимодействии лазерного излучения как на атомном уровне, так и с прозрачными и непрозрачными макроскопическими средами. Мы будем принимать во внимание сдвиг уровней во многих последующих лекциях.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Динамическая поляризуемость. Используются различные единицы измерения динамической поляризуемости; соотношение между ними следующее: $1 \text{ см}^{-1} \cdot (\text{В/см})^2 \approx 1,15 \cdot 10^{14} \text{ ат. ед.} \approx 0,14 \cdot 10^{14} \text{ \AA}^3$.

2. Естественная ширина уровня. Величина $\gamma_n \sim \omega_n \sim \tau_n^{-1}$, где ω_n — суммарная вероятность перехода на уровни с меньшей энергией, а τ_n — естественное время жизни состояния n , определяемое процессом его спонтанной релаксации. Величина τ_n определяется как среднее время уменьшения в e раз населенности состояния n по сравнению с населенностью в момент $t = 0$. Соответственно τ_n определяется соотношением

$$N_n(t) = N_n(0) \exp(-t/\tau_n),$$

где N_n — заселенность состояния n .

3. Численная оценка сдвига уровня. $\delta\mathcal{E} \sim \alpha E^2 \sim \gamma_n$. Полагая $\alpha \sim 10^{-12} \text{ см}^{-1} \cdot (\text{В/см})^2$, а $\gamma_n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, получаем $E \approx 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, т. е. $F \approx 10^6 \text{ Вт/см}^2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

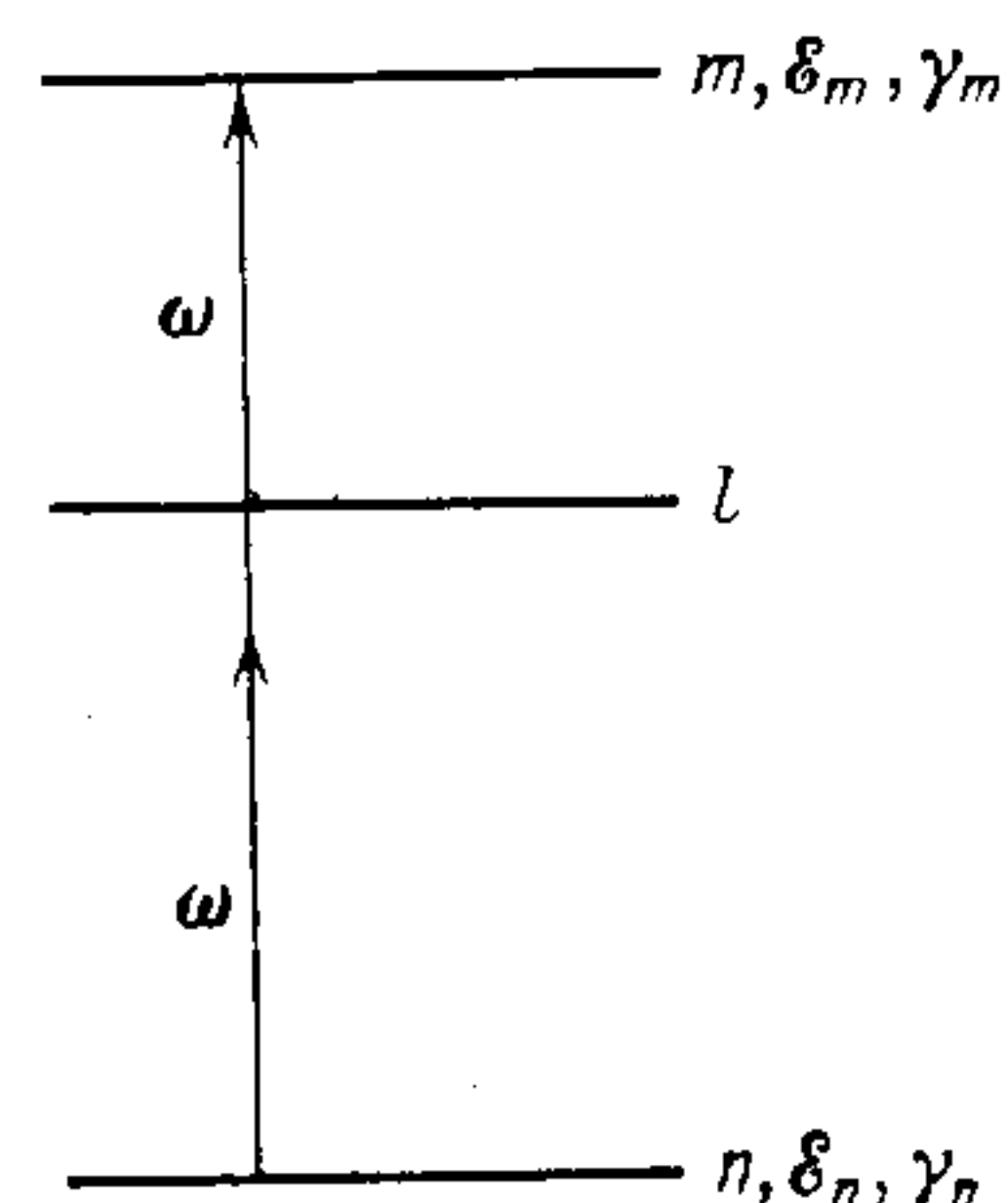
1. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.— Гл. 7, 8.
2. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоиздат, 1984.— Гл. 2.
3. Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах.— М.: Атомиздат, 1978.— Гл. 3.
4. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П., Ходовой В. А. // УФН.— 1976.— Т. 120.— С. 3.
5. Бонч-Бруевич А. М., Костин Н. Н., Ходовой В. А., Хромов В. В. // ЖЭТФ.— 1969.— Т. 56.— С. 144.
6. Bjorkholm J., Liao P. // Phys. Rev. Lett.— 1975.— V. 34.— P. 1.
7. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
8. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике.— М.: Атомиздат, 1980.

Лекция 4. МНОГОФОТОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ

Однофотонное возбуждение (фото возбуждение). Многофотонное возбуждение. Многофотонное возбуждение в немонохроматическом поле. Роль промежуточного резонанса. Практическая реализация многофотонного возбуждения. Многофотонная резонансная спектроскопия.

Многофотонное возбуждение представляет собой процесс, в котором электрон в квантовой системе (в атоме, молекуле) переходит из одного (начального) связанного состояния в другое (конечное) связанное состояние в результате поглощения нескольких фотонов внешнего поля. При этом предполагается, что между начальным и конечным состояниями другие связанные электронные состояния отсутствуют, а если присутствуют, то в них не происходит реального перехода электрона при поглощении им фотона (или нескольких фотонов) по причине отсутствия резонанса между энергией фотона (нескольких фотонов) и энергией перехода или запретом такого перехода. Таким образом, многофотонное возбуждение представляет собой процесс, в котором отсутствуют промежуточные резонансы; резонанс существует лишь между энергиями нескольких фотонов и энергией перехода между начальным и конечным состояниями. Соответственно многофотонное возбуждение противоположно *каскадному* (или *ступенчатому*) *возбуждению*, когда поглощение каждого последующего фотона переводит квантовую систему из одного связанного состояния в другое (более высокое) связанное электронное состояние. Принципиальная возможность многофотонного перехода электрона из одного связанного состояния в другое (связанно-связанный переход) обусловлена *соотношением неопределенности энергия — время*. Согласно этому соотношению закон сохранения энергии для промежуточных (виртуальных) со-

стояний может не выполняться; он выполняется лишь для начального и конечного состояний. Принципиальная схема простейшего случая — двухфотонного возбуждения — приведена на рис. 1.



1. Схема процесса двухфотонного возбуждения: n, m — связанные электронные состояния; $\varepsilon_n, \varepsilon_m$ — энергии; γ_n, γ_m — естественные ширины этих состояний; l — промежуточные состояния

Прежде чем перейти к описанию процесса многофотонного возбуждения, кратко обсудим основные закономерности, характеризующие *однофотонное возбуждение (фотовозбуждение)*. Рассмотрение процесса фотовозбуждения целесообразно, в частности, для выяснения аналогий и различий между процессами однофотонного и многофотонного возбуждений.

1. Однофотонное возбуждение (фотовозбуждение). Фотовозбуждение представляет собой процесс, в котором электрон в квантовой системе переходит из одного (начального) связанного состояния в другое (конечное) связанное состояние в результате поглощения одного фотона внешнего поля. Среди возможных переходов из конечного связанного состояния принимаются во внимание лишь спонтанные (самопроизвольные) переходы в со-

стояния с меньшей энергией, в том числе в начальное состояние. Именно в таком случае возбужденное состояние является конечным в квантово-механическом смысле, его волновая функция имеет вид

$$\Psi_n(t) \propto \exp(-\gamma_n t / \hbar) \exp(-i\varepsilon_n t / \hbar),$$

где γ_n — спонтанная (естественная) ширина, а ε_n — энергия этого состояния.

Принципиальная схема процесса фотовозбуждения приведена на рис. 2.

Вероятность процесса фотовозбуждения максимальна при наличии резонанса между энергией кванта (частотой излучения) ω и энергией перехода в спектре связанных состояний ω_{mn} . Условие реализации резонанса имеет вид

$$|\omega_{mn} - \omega| = |\varepsilon_m - \varepsilon_n - \omega| \leq \Gamma_{mn}, \quad (1)$$

где Γ_{mn} — ширина перехода $n \rightarrow m$. Соотношение (1) является выражением закона сохранения энергии для перехода $n \rightarrow m$. Для изолированной, неподвижной квантовой системы, находящейся в слабом внешнем поле, когда полемым возмущением состояний n, m можно пренебречь, величина Γ_{mn} сводится к естественной (радиационной, спонтанной) ширине перехода γ_{mn} . Если начальное состояние n является основным (невозбужденным) состоянием, то приведенная ширина перехода сводится к ширине конечного возбужденного состояния γ_m .

Для того чтобы реализовался переход $n \rightarrow m$ в результате поглощения фотона частоты ω , недостаточно выполнения закона сохранения энергии (1).

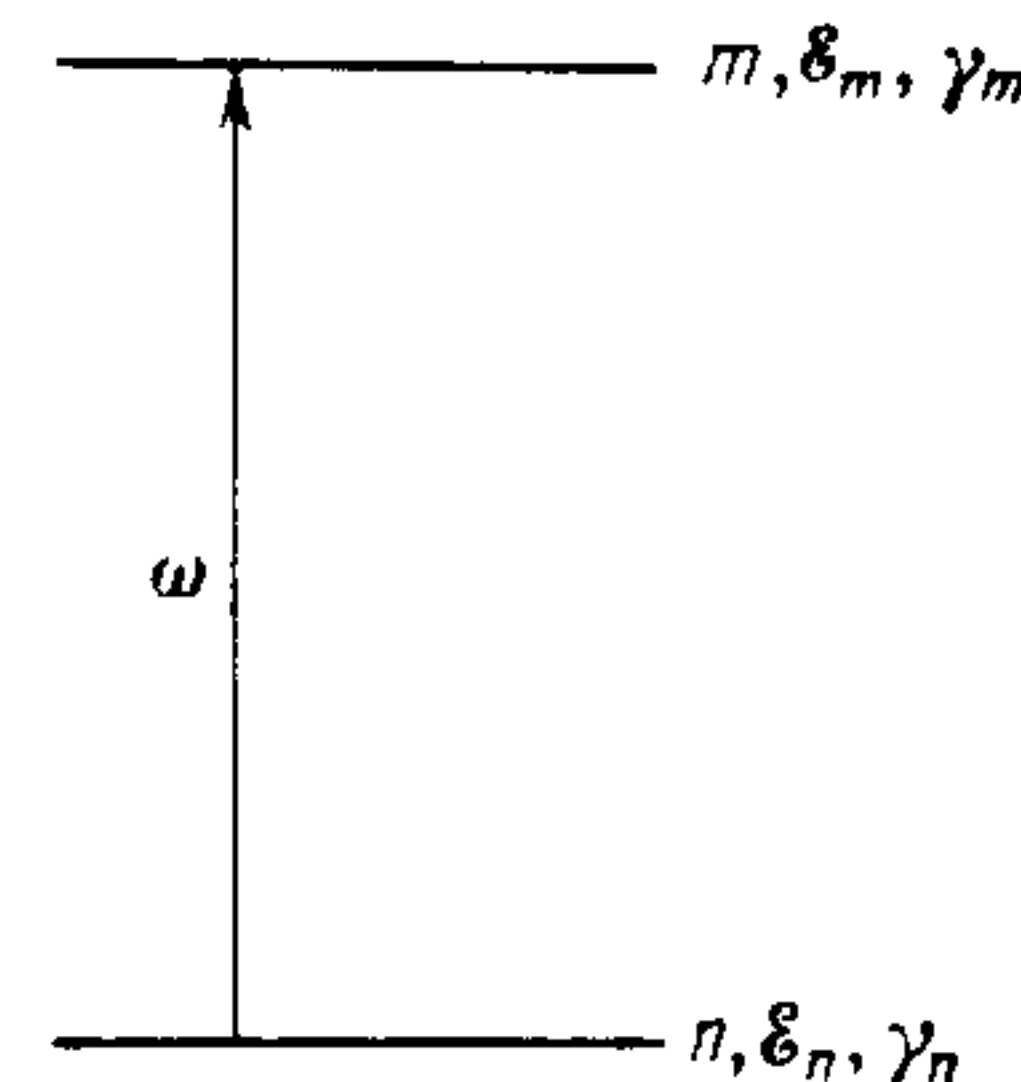
Для этого также необходимо, чтобы переход $n \rightarrow m$ был разрешен в соответствии с *правилами отбора*, зависящими от свойств излучения и квантовой системы.

В случае электрического дипольного взаимодействия при линейной поляризации излучения и невозмущенном спектре системы правила отбора для перехода $n \rightarrow m$ имеют хорошо известный вид [1]:

$$\pi_m / \pi_n = -1,$$

$$\Delta J = J_m - J_n = +1, 0, -1, \quad (2)$$

$$\Delta M = M_m - M_n = 0,$$



2. Схема процесса фотовозбуждения (однофотонного возбуждения). Обозначения те же, что на рис. 1

где π — четность, J — полный угловой момент, M — проекция момента состояний n, m . Если поле поляризовано циркулярно, то правила отбора для π и J остаются без изменений, а $\Delta M = \pm 1$.

Правила отбора по четности (2) отражают тот хорошо известный факт, что при фотовозбуждении возможны переходы лишь между состояниями с различной четностью ($S \rightarrow P, P \rightarrow D$, но не $S \rightarrow S, S \rightarrow D$ и т. д.). Отметим, что указанные правила отбора справедливы лишь в не очень сильном внешнем поле, не нарушающем мультиплетной структуры спектра. В очень сильном поле правила отбора отличны от приведенных выше [1].

В том случае, когда выполняются закон сохранения энергии (1) и правила отбора (2), вероятность фотовозбуждения в единицу времени в соответствии с *золотым правилом Ферми* (лекция 2) описывается соотношением

$$w = 2\pi |V_{mn}^{(1)}|^2 \rho_m = (\pi/2) |z_{mn}|^2 E^2 \rho_m. \quad (3)$$

В этом выражении матричный элемент $V_{mn}^{(1)}$ перехода $n \rightarrow m$ в случае линейно поляризованного поля имеет вид $V_{mn}^{(1)} = z_{mn} E / 2$, где z — координата электрона в направлении вектора поляризации поля e . В простейшем случае, когда начальное состояние n является основным, а возмущением конечного состояния m под действием поля можно пренебречь, плотность конечных состояний ρ_m описывается лоренцианом с полушириной γ_m , равной естественной ширине состояния m . При этом (3) переходит в соотношение

$$w = (\pi/2) |z_{mn}|^2 E^2 (\gamma_m / \pi) [(\omega_{mn} - \omega)^2 + \gamma_m^2]^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, вероятность фотовозбуждения пропорциональна интенсивности излучения F , т. е. числу фотонов, и соответствен-

но фотовозбуждение является линейным процессом (по числу поглощаемых фотонов).

В точном резонансе, когда $|\omega_{mn} - \omega| \ll \gamma_m$, выражение (4) сводится к выражению

$$w = |z_{mn}|^2 E^2 / 2\gamma_m. \quad (5)$$

Соотношение (5) отражает хорошо известное феноменологическое правило: *вероятность фотовозбуждения обратно пропорциональна ширине возбуждаемого состояния*.

В заключение отметим, что возможность использования соотношения (3) основана на исходном предположении о неизменности состояний n, m при воздействии на квантовую систему внешнего поля и на предположении, что не происходит вынужденных переходов электрона из возбужденного состояния в какие-либо другие состояния, в том числе и в состояния с меньшей энергией (например, в основное состояние). Тот случай, когда такие переходы доминируют, рассматривается в лекции 6.

Фотовозбуждение является детально исследованным процессом [2], широко используемым в спектроскопии атомов и молекул [3].

2. Многофотонное возбуждение. Схема процесса многофотонного возбуждения в простейшем случае — двухфотонного возбуждения — приведена на рис. 1. Условие реализации резонанса (закон сохранения энергии) при многофотонном возбуждении по аналогии с фотовозбуждением (1) имеет вид

$$|\omega_{mn} - K\omega| = |\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n - K\omega| \leq \Gamma_{mn}. \quad (6)$$

Отличие (6) от (1) состоит, как видно, в замене $\omega \rightarrow K\omega$ (K — число фотонов, поглощение которых обуславливает переход $n \rightarrow m$). Величина K называется обычно *степенью нелинейности* или *степенью многофотонности перехода*. В примере, иллюстрированном на рис. 1, $K=2$. По аналогии с фотовозбуждением, если рассматривать изолированную, неподвижную квантовую систему и внешнее поле полагать слабым, так что можно пренебречь полем возмущением связанных состояний, $\Gamma_{mn} \rightarrow \gamma_{mn}$, а если n — основное состояние, то $\gamma_{mn} \rightarrow \gamma_m$, где, как и ранее, величиной γ_m обозначается естественная ширина состояния m .

Правила отбора для многофотонных переходов получаются из правил отбора для однофотонных переходов простым суммированием. Соответственно при тех же исходных предположениях, что и для (2) — дипольное взаимодействие и линейно поляризованное поле, — получаем следующие правила отбора:

$$\begin{aligned} \pi_m / \pi_n &= (-1)^K, \\ \Delta J &= J_m - J_n = K, \quad K = 1, \dots, 0, \dots, -K+1, -K, \\ \Delta M &= M_m - M_n = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где K — число поглощенных фотонов. При циркулярной поля-

ризации излучения, как и ранее, правила отбора для π и J остаются без изменений, а $\Delta M = \pm K$.

Отметим, что правило отбора по четности для многофотонных переходов при четных величинах K позволяет реализовать новый (по сравнению с фотовозбуждением) класс переходов — переходы между состояниями с одинаковой четностью (например, $S \rightarrow S$, $S \rightarrow D$ и т. д.).

По аналогии с (4), в тех же предположениях о слабом внешнем поле, получаем общее выражение для вероятности многофотонного возбуждения:

$$\begin{aligned} w &= \alpha^{(K)}(\omega) F^K = 2\pi |V_{mn}^{(K)}|^2 E^{2K} \rho_m = \\ &= |z_{mn}^{(K)}|^2 2\pi E^{2K} (\gamma_m / \pi) [(K\omega - \omega_{mn})^2 + \gamma_m^2]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Отличие (8) от (4) состоит в заменах $z_{mn}^{(1)} = z_{mn}/2 \rightarrow z_{mn}^{(K)}$, $E \rightarrow E^K$. Вероятность многофотонного возбуждения имеет конечную величину при сколь угодно малой интенсивности излучения, так что этот процесс не является пороговым по интенсивности излучения.

Выражение (8) отражает основную закономерность многофотонного возбуждения — вероятность возбуждения нелинейно (степенным образом) зависит от интенсивности излучения (числа падающих фотонов). Нелинейный характер многофотонного возбуждения качественно отличает этот процесс от фотовозбуждения (однофотонного возбуждения), носящего линейный характер.

В частном случае точного многофотонного резонанса из (8) по аналогии с (5) получаем

$$w = 2 |z_{mn}^{(K)}|^2 E^{2K} / \gamma_m. \quad (9)$$

В соотношениях (8), (9) $z_{mn}^{(K)}$ — многофотонный матричный элемент K -го порядка, явный вид которого аналогичен явному виду многофотонных матричных элементов, описывающих нелинейную восприимчивость (см. соотношения (6) и (17) в лекции 2). Для рассмотренного выше простейшего частного случая двухфотонного возбуждения (рис. 1) двухфотонный составной матричный элемент имеет вид

$$z_{mn}^{(2)} = 2^{-2} \sum_l z_{ml} z_{ln} / (\omega_{ln} - \omega), \quad (10)$$

где l — все состояния в спектре квантовой системы, для которых в соответствии с правилами отбора (2) разрешены однофотонные переходы $n \rightarrow l$ и $l \rightarrow m$, а $\Delta_{ln} = \omega_{ln} - \omega$ — соответствующие расстройки резонансов, так называемые *энергетические знаменатели*. Относительный вклад различных переходов в составной матричный элемент тем больше, чем больше матричный элемент перехода и чем меньше энергетический знаменатель. Очевидно, что, как и в других составных многофотонных мат-

ричных элементах, матричный элемент (10) резонансно возрастает при приближении частоты излучения ω к частоте ω_n промежуточного разрешенного перехода $n \rightarrow l$; соответственно резонансно возрастает и вероятность многофотонного возбуждения. Тот случай, когда реализуется промежуточный резонанс, рассмотрен ниже, в п. 4.

Методы теоретического расчета многофотонных составных матричных элементов для связанно-связанных переходов аналогичны методам расчета нелинейных восприимчивостей, обсуждавшимся выше (лекция 2) [4].

3. Многофотонное возбуждение в немонахроматическом поле. До сих пор во всех случаях мы предполагали, что внешнее световое поле, действующее на атом, является монохроматическим. Это утверждение означает, что, во-первых, ширина спектра излучения $\Delta\omega = 0$, а во-вторых, изменение напряженности поля во времени определяется соотношением

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (11)$$

в котором напряженность E_0 , частота ω_0 и фаза φ_0 являются константами.

На самом деле лазерное излучение всегда лишь квазимонохроматично, т. е. $\Delta\omega/\omega \ll 1$ ($\Delta\omega \neq 0$). Квазимонохроматичность реального поля лазерного излучения сводится не только к конечной ширине спектра излучения ($\Delta\omega \neq 0$).

В дальнейшем в этой лекции, говоря о немонахроматическом излучении, мы будем иметь в виду импульсный многочастотный режим генерации лазера (лекция 1). В каждом импульсе излучения такого лазера возбуждается много мод с различными частотами ω_n ; фазы φ_n мод случайны, но неизменны в течение длительности импульса, а амплитуды $A_n \psi(t)$ всех мод одинаково изменяются во времени в соответствии с формой огибающей импульса $\psi(t)$. Соответственно напряженность поля излучения описывается соотношением

$$E(t) = \psi(t) \sum_n A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n), \quad (12)$$

в котором индекс n означает номер моды. В ряде последовательных импульсов излучения фазы мод изменяются независимо друг от друга.

Из соотношения (12) следует, что мгновенное значение интенсивности излучения в течение импульса есть случайная функция времени из-за интерференции различных мод, имеющих различные случайные фазы. Ширина $\Delta\omega$ спектра излучения связана с временным масштабом флуктуаций, так называемым *временем корреляции* $\tau_{\text{кор}}$, соотношением $\Delta\omega \approx (\tau_{\text{кор}})^{-1}$. За интервалы времени $\Delta t \leq \tau_{\text{кор}}$ интенсивность изменяется слабо; за $\Delta t \gg \tau_{\text{кор}}$ изменяется сильно, принимая всевозможные значения, т. е. реализуя распределение вероятности данного значения интенсивности $p(F)$.

В общем случае характер распределения $p(F)$ неизвестен. При многочастотном режиме генерации, если число генерируемых мод $N = \infty$, то распределение $p(F)$ описывается известным распределением для теплового источника:

$$p(F) = \langle F \rangle^{-1} \exp(-F/\langle F \rangle), \quad (13)$$

где $\langle F \rangle$ — среднее значение интенсивности.

Число мод N , практически (с какой-то точностью) эквивалентное $N = \infty$, не является неизменной величиной, оно определяется степенью нелинейности исследуемого процесса. Качественно это утверждение достаточно ясно: чем больше мод, тем меньше амплитуда флуктуаций интенсивности; чем больше степень нелинейности, тем больше амплитуда флуктуаций выхода данного процесса при фиксированной амплитуде флуктуации интенсивности излучения. Излучение лазера с $\Delta\omega \sim 10 \text{ см}^{-1}$, содержащее $\sim 10^4$ мод (пример — лазер на стекле с неодимом), можно полагать эквивалентным излучению теплового источника для степенных процессов с $K \leq 10$; излучение с $\Delta\omega \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$, содержащее $\sim 10^2$ мод (пример — рубиновый лазер), — для процессов с $K \leq 5$.

При типичной ширине $\Delta\omega$ спектра излучения многочастотного лазера $10^{-1} - 10^2 \text{ см}^{-1}$ время корреляции лежит в пределах $10^{-10} - 10^{-13} \text{ с}$, так что интенсивность флуктуирует очень быстро.

Так как вероятность нелинейных эффектов определяется интенсивностью излучения, то необходимо выяснить, какую роль играют флуктуации интенсивности. Напомним, что вероятность является сильно нелинейной функцией интенсивности, так что флуктуации интенсивности в принципе могут приводить к гораздо более сильным флуктуациям выхода данного процесса.

Для того чтобы выяснить, какую роль играют флуктуации интенсивности излучения, в первую очередь надо дать ответ на вопрос: какое поле действует на атом, среднее или мгновенное? (Этот вопрос уже обсуждался выше, в лекциях 2 и 3.) Ответ зависит от конкретного процесса, определяющего время отклика атома. Одним предельным случаем являются нерезонансные процессы, обусловленные виртуальными переходами электрона, происходящими за очень короткие времена, которые определяются в соответствии с соотношением неопределенности энергия — время расстройкой резонанса. Так, расстройке резонанса $\Delta\mathcal{E} \sim 1 \text{ эВ}$ соответствует характерное время $\Delta t \sim 1/\Delta\mathcal{E} \sim 10^{-16} \text{ с}$. Из сопоставления этой величины со временем корреляции ясно, что в этом случае на атом действует мгновенное значение поля. Другой предельный случай — резонансный процесс, происходящий с расстройкой $\Delta \sim \gamma_n \sim 10^{-8} \text{ эВ}$, чему соответствует $\Delta t \sim 10^{-8} \text{ с} \gg \tau_{\text{кор}}$. В этом случае на атом действует поле, усредненное за время Δt , т. е. среднее значение поля.

Обратимся теперь к нерезонансным нелинейным явлениям в немонахроматическом поле и конкретно к задаче измерения

вероятности таких явлений. Вероятность таких процессов описывается в монохроматическом поле степенным соотношением (8). Так как это процесс нерезонансный, то на ширине спектра излучения $\Delta\omega$ можно положить $\alpha^{(K)}(\omega) \approx \text{const}$ и записать, следовательно, известное соотношение $w = \alpha^{(K)} F^K$. Различие между монохроматическим и немонахроматическим полями состоит в том, что в первом случае интенсивность излучения можно положить постоянной величиной (что и сделано в соотношении (8)), а во втором случае этого сделать нельзя, так как интенсивность есть случайная величина, реализация которой в момент t описывается распределением $p(F)$. Соответственно для немонахроматического поля

$$\langle w(F) \rangle = \int_0^\infty w(F) p(F) dF = \alpha^{(K)} \int_0^\infty F^K p(F) dF. \quad (14)$$

Из (8) и (14) следует, что отношение вероятностей в двух полях, немонахроматическом и монохроматическом, при $F = \langle F \rangle$ определяется соотношением

$$\frac{\langle w(F) \rangle}{w(\langle F \rangle)} = \frac{\int_0^\infty F^K p(F) dF}{\langle F \rangle^K} = g^{(K)} > 1. \quad (15)$$

Величину $g^{(K)}$ принято называть *статистическим фактором*. Всегда $g^{(K)} > 1$, так как закон $w(F)$ нелинейный, а в $p(F)$ всегда есть $F > \langle F \rangle$.

Можно показать, что для достаточно многомодового излучения, когда лазер эквивалентен тепловому источнику ($N = \infty$), т. е. когда для величины $p(F)$ справедливо выражение (13), статистический фактор $g^{(K)} = K!$. Таким образом, при $F = \langle F \rangle$ вероятность в немонахроматическом поле в $K!$ раз больше вероятности в монохроматическом поле. Величина $K!$ достаточно велика; например, при $K = 5$ $K! = 120$.

Теперь обратимся к резонансным процессам. Как уже говорилось выше, в этом случае все определяется соотношением времени корреляции излучения $\tau_{\text{кор}}$ и времени жизни τ_n или соотношением обратных величин: ширины спектра излучения $\Delta\omega$ и ширины резонансного состояния Γ_n .

Рассмотрим два предельных случая.

Первый случай, когда $\Delta\omega \ll \Gamma_n$, — это так называемый случай *узкого спектра излучения*. При этом $\tau_{\text{кор}} \gg \tau_n$, т. е. флуктуации интенсивности являются медленными по сравнению с характерным временем жизни атома в данном состоянии n ; атом «следит» за флуктуациями. Очевидно, что этот случай эквивалентен рассмотренному выше случаю нерезонансного взаимодействия.

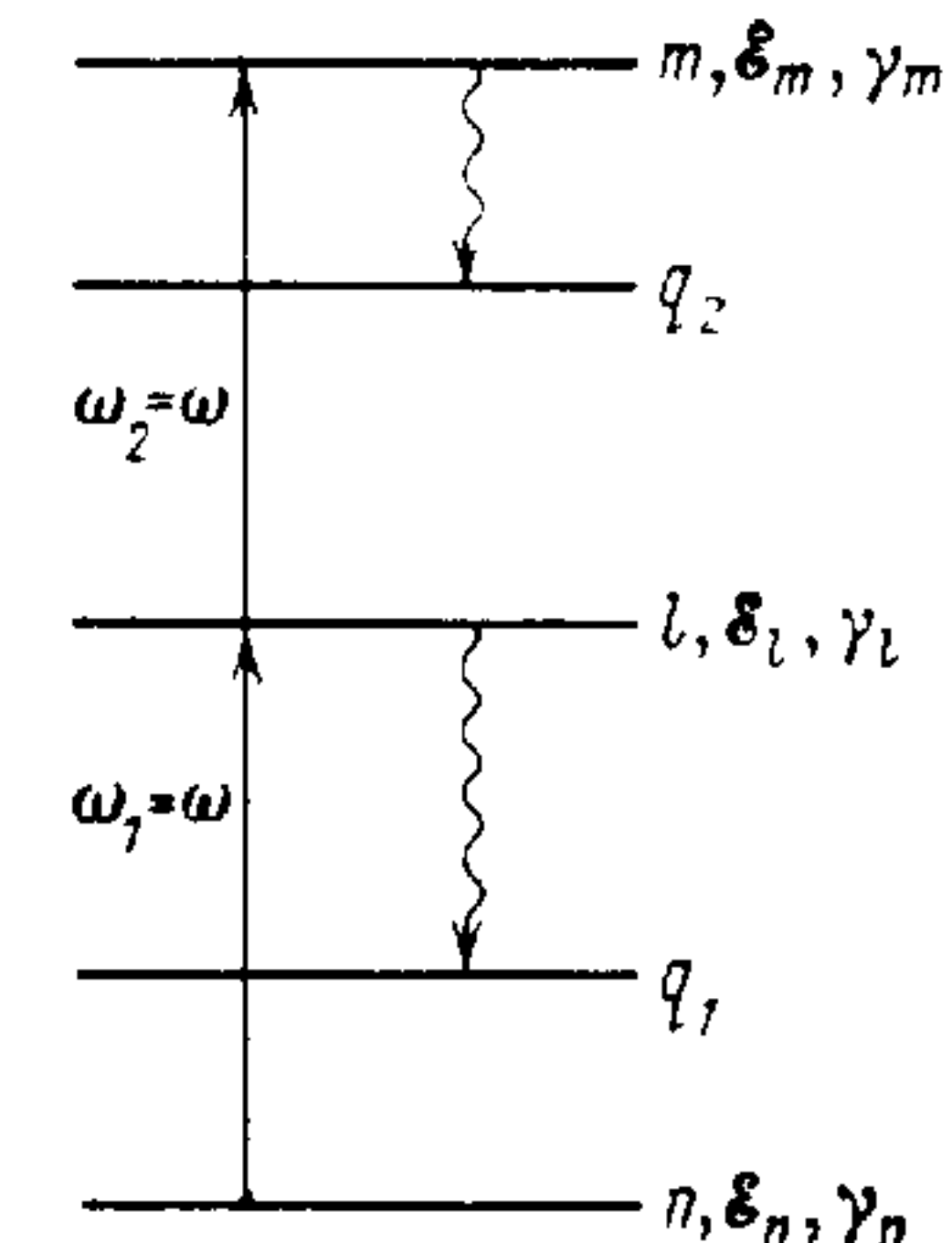
Второй случай — когда $\Delta\omega \gg \Gamma_n$. Это так называемый случай *широкого спектра излучения*: он характеризуется быстрыми

флуктуациями по сравнению со временем отклика ($\tau_{\text{кор}} \ll \tau_n$); атом не реагирует на флуктуации, а реагирует на среднее значение поля.

Обращаясь к практике, необходимо иметь в виду, что сама ширина резонансного состояния не является константой, а зависит от напряженности поля. Поэтому если при малой напряженности всегда реализуется случай широкого спектра (так как ширина спектра излучения многочастотного лазера всегда больше естественной ширины атомных уровней), то по мере увеличения напряженности поля E эта ширина будет возрастать, и в принципе при этом всегда можно достичь противоположного предельного случая узкого спектра.

4. Роль промежуточного резонанса. Рассмотрим тот случай, когда при многофотонном возбуждении возникает промежуточный резонанс (рис. 3). В рамках модельной задачи, обсуждавшейся выше, при многофотонном возбуждении изолированного атома в слабом внешнем поле монохроматического излучения промежуточные резонансы можно не принимать во внимание ввиду аугармоничности спектра связанных состояний реальных квантовых систем — атомов, молекул. В реальном случае ансамбля атомов (молекул) в виде газа и сильного внешнего поля квазимонохроматического лазерного излучения эффективные ширины резонансов увеличиваются на много порядков величины, так что появление промежуточных резонансов становится вполне реальным.

3. Схема процесса двухфотонного возбуждения при наличии промежуточного резонанса с состоянием l : $q_{1,2}$ — промежуточные состояния, в которые происходит естественный распад состояний l, m



Рассмотрим пример возникновения промежуточного резонанса, приведенный на рис. 3. Возникает вопрос: какой характер носит процесс возбуждения состояния m при наличии промежуточного резонанса с состоянием l ? На первый взгляд, ответ на этот вопрос очевиден: процесс возбуждения состояния m носит *ступенчатый* (или *каскадный*) характер.

Ступенчатое фотовозбуждение — давно и хорошо известный процесс фотовозбуждения, широко используемый в различных областях физики и техники [5]. При ступенчатом фотовозбуждении квантовая система, поглотив фотон частоты $\omega_1 = \omega_{ln}$, пе-

переходит из начального состояния n в конечное (в квантово-механическом смысле) состояние l . Это означает, что время жизни возбужденного состояния l определяется его спонтанной релаксацией в какое-то третье состояние q_1 , энергия которого меньше энергии состояния l (в частном случае состоянием q может быть исходное состояние n). Соответственно ширина состояния l является естественной шириной (γ_l). Поглощение второго кванта частоты ω_2 (в нашем частном случае $\omega_2 = \omega_1$) переводит квантовую систему из состояния l в состояние m .

Пусть вероятность перехода $l \rightarrow m$ гораздо меньше вероятности спонтанной релаксации состояния l . В таком случае полная вероятность ступенчатого перехода $n \rightarrow m$ равна произведению полных вероятностей переходов $n \rightarrow l$ и $l \rightarrow m$, т. е. $W_{n \rightarrow m} = W_{n \rightarrow l} W_{l \rightarrow m}$. В основе этого выражения лежит то обстоятельство, что переходы $n \rightarrow l$ и $l \rightarrow m$ являются независимыми (в квантово-механическом смысле). Именно такой характер носит процесс ступенчатого фотовозбуждения в слабом внешнем поле, когда вероятностью двухфотонного перехода W_{mn} можно пренебречь по сравнению с вероятностью ступенчатого перехода.

В сильном внешнем поле, когда вероятностью двухфотонного перехода W_{mn} пренебречь нельзя, он может конкурировать со ступенчатым переходом. Конкуренция имеет место, если $W_{mn} \geq W_{n \rightarrow m} = W_{n \rightarrow l} W_{l \rightarrow m}$. Полную вероятность W перехода $n \rightarrow m$ при наличии конкурирующих каналов перехода — двухфотонного и ступенчатого — нельзя в общем случае выразить через вероятности этих переходов. Она следующим образом выражается через амплитуды A_{ij} этих переходов:

$$W = |(A_{mn} + A_{n \rightarrow l} A_{l \rightarrow m})|^2 = W_{mn} + W_{n \rightarrow m} + \text{интерференционный член.} \quad (16)$$

В типичных условиях проведения экспериментов по многофотонному возбуждению атомов и молекул вероятность вынужденных переходов доминирует над вероятностью спонтанной релаксации, так что промежуточный резонанс проявляется в резонансном возрастании вероятности многофотонного возбуждения.

5. Практическая реализация многофотонного возбуждения. В п. 1 была рассмотрена идеальная модельная задача — многофотонное возбуждение изолированной неподвижной квантовой системы слабым внешним полем монохроматического излучения. Только в этом случае справедливы приведенные выше соотношения и, в частности, только в этом случае ширина резонанса и вероятность возбуждения определяются естественной шириной резонансного состояния.

В типичной реальной ситуации осуществляется многофотонное возбуждение ансамбля атомов молекул в виде газа или пара при температуре T в сильном поле квазимонохроматического лазерного излучения. Общим для всех этих процессов является появление реальной ширины резонансного перехода Γ_n , которая гораздо больше естественной ширины γ_n , о которой речь

шла выше. Это приводит, при прочих равных условиях, к уменьшению вероятности многофотонного резонанса. Так как реальная ширина может быть на много порядков величины больше естественной ширины, то роль указанных эффектов весьма существенна. Рассмотрим кратко явления, уширяющие резонанс.

Доплеровское уширение является хорошо известным эффектом, присущим ансамблю атомов (молекул), составляющих газ (пар) при не очень большом давлении. Скорости отдельных атомов случайным образом ориентированы относительно волнового вектора пучка лазерного излучения k . Соответственно частоты переходов ω_{mn}^* в атомах будут различны, отличаясь от частоты перехода в неподвижном атоме ω_{mn} на величину $(1 - v/c)$, где v — проекция скорости атома на вектор k . При типичных условиях эксперимента, когда газ имеет комнатную температуру, доплеровское уширение порядка 10^{-2} см^{-1} , т. е. на 1—2 порядка величины превышает естественную ширину¹⁾. Линейный эффект Доплера отсутствует, если использовать мишень не в виде газа, а в виде пучка атомов (молекул), в котором вектор скорости $v \perp k$. Это так называемый метод *пересекающихся* (или *скрещенных*) *пучков*. Однако в ряде реальных случаев нельзя иметь исследуемую среду в виде атомного пучка. При этом также есть возможность осуществлять многофотонное возбуждение при ширине резонанса, значительно меньшей доплеровской ширины (см. ниже, п. 7).

Столкновительное уширение также обусловлено движением атомов (молекул), составляющих газ. При столкновении друг с другом (т. е. при экстремальном сближении) частицы взаимодействуют, что приводит к изменению их энергетических спектров, т. е. величин ω_{mn} . Изменение частот переходов ω_{mn} для ансамбля атомов (молекул) приводит к увеличению реальной ширины резонансного перехода по сравнению с приведенной естественной шириной.

Пролетное уширение возникает в том случае, когда время взаимодействия движущегося атома с полем излучения $\tau_{пр} = L/v$ (где L — размер области пространства, в которой локализовано поле, v — скорость атома) меньше естественного времени жизни возбужденного состояния γ_m^{-1} . Условие $\tau_{пр} < \gamma_m^{-1}$ означает, что $\Gamma_{пр} > \gamma_m$.

Квазимонохроматичность лазерного излучения играет существенную роль при всех режимах генерации, исключая одночастотный режим, когда $\Delta\omega \leq \gamma_n$ (лекция 1). Во всех других случаях $\Delta\omega > \gamma_n$ или $\Delta\omega \gg \gamma_n$. Следует иметь также в виду, что при многофотонном возбуждении полуширина эффективного спектра $\Gamma = \Delta\omega \sqrt{K}$, где K — число поглощенных фотонов, а $\Delta\omega$ — полуширина спектра лазерного излучения, имеющего гауссову форму распределения.

Полевое уширение резонанса обусловлено возмущением спектра связанных электронных состояний полем излучения —

сдвигом уровней, и наличием вынужденных переходов из резонансных состояний.

Уширение резонансного состояния возникает в том случае, когда под действием сильного поля лазерного излучения вероятность вынужденного перехода из данного состояния превышает вероятность его спонтанной релаксации. Типичным примером является тот случай, когда переход из резонансного состояния в непрерывный спектр (ионизация) имеет степень нелинейности гораздо меньшую, чем степень нелинейности процесса многофотонного возбуждения. Тогда вероятность вынужденного перехода в непрерывный спектр может быть велика, а ширина резонансного состояния $\Gamma = \Gamma_{\text{ион}} \gg \gamma_n$. Этот эффект наиболее велик, если переход в непрерывный спектр носит однофотонный характер. В этом случае можно с достаточной точностью сделать количественные оценки эффекта уширения, используя хорошо известные соотношения для вероятности фотоионизации (однофотонной ионизации) (лекция 5). Если переход носит многофотонный характер, то для оценок надо использовать данные о вероятности многофотонной ионизации (лекция 5). Исходя из соотношения для вероятности фотоионизации легко оценить, что при однофотонном переходе из резонансного состояния в непрерывный спектр полевого уширение надо принимать во внимание (т. е. $\Gamma_{\text{ион}} > \gamma_n$) при напряженности поля излучения $E \geq 10^5$ В/см.

Сдвиг (изменение энергии) уровней под действием внешнего поля в случае изолированного атома приводит не к уширению резонанса, а лишь к изменению резонансной частоты ω_{mn} . Соответственно во всех приведенных выше соотношениях надо сделать замену:

$$\omega_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n \rightarrow \omega_{mn}(E) = \mathcal{E}_m(E) - \mathcal{E}_n(E), \quad (17)$$

учитывающую полевою зависимость энергий связанных электронных состояний $\mathcal{E}_i(E)$. Так как изменение энергии уровней является линейным (по интенсивности излучения) процессом ($\Delta \mathcal{E} \propto F$, см. лекцию 3), а любой процесс многофотонного возбуждения является нелинейным ($\omega \propto F^K$, $K > 1$), то всегда необходимо принимать во внимание сдвиг уровней при многофотонном возбуждении.

Для ансамбля атомов сдвиг уровней под действием поля лазерного излучения приводит, кроме изменения резонансной частоты ω_{mn} , также и к уширению резонанса из-за неоднородности поля в области взаимодействия излучения с мишенью. Так как сдвиг уровней пропорционален интенсивности излучения ($\Delta \mathcal{E} \propto F$), а интенсивность в различных точках сечения пучка различна, то сдвиг тоже различен. Это различие в сдвигах уровней для различных атомов мишени приводит к появлению эффективной ширины резонанса для ансамбля атомов. Это явление иногда называют *штарковским уширением резонанса*. Количественные оценки штарковского уширения можно сделать, исходя

из количественных оценок динамической поляризуемости α соответствующих состояний (лекция 3).

В заключение обсуждения вопроса о явлениях, приводящих к уширению резонансов, надо отметить, что нельзя сделать какого-либо общего качественного, а тем более количественного заключения об относительной роли этих явлений ввиду многообразия экспериментальных условий, в которых реально осуществляется многофотонное возбуждение атомов и молекул. Однако в определенном смысле выделенным является доплеровское уширение, так как ширина спектра и напряженность поля излучения находятся в руках экспериментатора и могут быть оптимизированы.

Отметим, что вероятность многофотонного возбуждения достигает значений, при которых можно наблюдать этот процесс лишь при достаточно высокой интенсивности излучения.

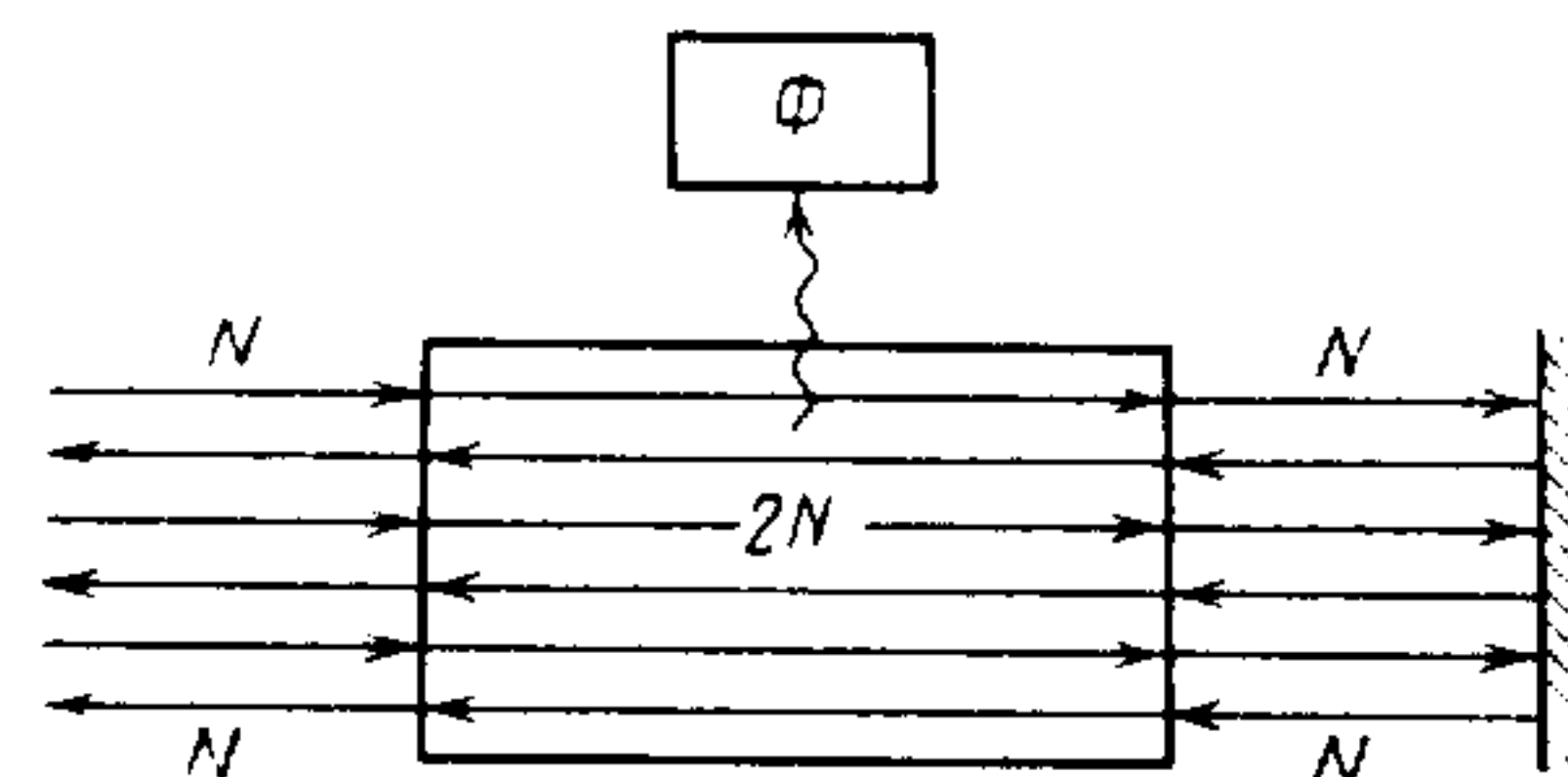
6. Многофотонная резонансная спектроскопия. Многофотонная резонансная спектроскопия является одним из широко используемых методов спектроскопии атомов и молекул. Многофотонная спектроскопия по сравнению с однофотонной имеет два основных преимущества. Первое — возможность наблюдения переходов между состояниями с одинаковой четностью (при четном числе поглощения фотонов). Второе — возможность наблюдения высоковозбужденных состояний с использованием излучения видимого диапазона частот. Как известно, именно в видимом диапазоне легче всего получать лазерное излучение с оптимальными значениями различных параметров, существенными для спектроскопии, — высокомонохроматическое одночастотное излучение с изменяемой частотой и фиксированной поляризацией.

Основной задачей многофотонной резонансной спектроскопии, как и любого другого спектроскопического метода, является осуществление высокого спектрального разрешения. Поэтому задача проведения измерений внутри доплеровского контура является весьма актуальной. Известны различные методы *внутри-доплеровской спектроскопии* [6], из которых мы остановимся на *методе встречных пучков*, специфичном именно для многофотонной спектроскопии.

В идеальной реализации метод встречных пучков позволяет проводить многофотонную спектроскопию газа (пара) с разрешением, определяемым лишь шириной спектра лазерного излучения или, в пределе, естественной шириной атомных уровней. Принцип метода встречных пучков состоит в том, что исследуемое состояние m возбуждается из состояния n в результате поглощения двух фотонов частоты $\omega = (\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n)/2$ из двух пучков излучения, распространяющихся строго навстречу друг другу. При этом закон сохранения энергии для любого атома в ансамбле имеет вид

$$\omega_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n = \omega(1 - v/c) + \omega(1 + v/c) = 2\omega. \quad (18)$$

Таким образом, независимо от направления и скорости движения атома двухфотонное поглощение происходит только на частоте ω . Если использовать одночастотное лазерное излучение не очень большой интенсивности, так чтобы не возникало полевого уширения резонанса, то можно измерять энергию перехода $\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n$ с точностью порядка ширины спектра излучения, которая в данном случае порядка естественной ширины уровней. Практически нет необходимости в использовании двух лазеров, достаточно установить зеркало за мишенью нормально к падающему на него пучку излучения (рис. 4). Двухфотонное воз-



4. Схема экспериментальной реализации многофотонного возбуждения методом встречных пучков. N — число фотонов в пучке излучения, падающего на мишень, Φ — фотозащитный элемент

буждение, конечно, происходит в результате поглощения фотонов не только из встречных пучков, но также и из каждого из пучков, падающих на мишень слева и справа. Однако ввиду нелинейного характера процесса возбуждения доминирует процесс поглощения встречных фотонов. Действительно, вероятность возбуждения фотонами из одного пучка пропорциональна N^2 (N — число фотонов в пучке), из второго пучка также пропорциональна N^2 (в предположении о 100 %-ном коэффициенте отражения зеркала), так что суммарная вероятность возбуждения однонаправленными фотонами пропорциональна $2N^2$. Между тем вероятность возбуждения встречными фотонами равна $(2N)^2 = 4N^2$, т. е. в два раза больше. Соответственно на эксперименте на фоне широкого доплеровского контура, возникающего под действием однонаправленных фотонов, наблюдается узкий пик, возникающий под действием встречных фотонов.

Разработаны также и другие модификации этого метода, позволяющие уменьшить фон или даже полностью от него избавиться за счет, однако, потери в разрешении или в универсальности метода [7].

Метод встречных пучков нашел широкое применение в лазерной спектроскопии высокого разрешения. Он используется для исследования тонкой и сверхтонкой структур атомных спектров, для измерения изотопических сдвигов уровней, для наблюдения эффекта Штарка и эффекта Зеемана, для спектроскопии возбужденных электронных состояний молекул, в ряде сложных экспериментов, посвященных исследованию динамики переходных процессов, например распаду возбужденных состояний.

* * *

В заключение посмотрим на процессы фотовозбуждения и многофотонного возбуждения как на конкретную реализацию резонансной поляризуемости, связанную с реальным возбуждением резонансного состояния.

Возникновение одно- или многофотонного возбуждения атомов (молекул) приводит к изменению средней заселенности состояний. Если в отсутствие возбуждения все атомы находятся в начальном состоянии n , то при возбуждении определенная часть атомов находится в состоянии m . Соответственно средний дипольный момент атома будет равен сумме дипольных моментов в состояниях n и m с соответствующими весами, определяемыми полной вероятностью нахождения атома в том или ином состоянии (а для ансамбля атомов — числом атомов, находящихся в соответствующем состоянии). Таким образом, величина среднего дипольного момента имеет вид

$$\langle d \rangle = \langle n | r | n \rangle W_n + \langle m | r | m \rangle W_m \propto \langle n | r | n \rangle N_n + \langle m | r | m \rangle N_m, \quad (19)$$

где W_n , W_m — полные вероятности, а N_n , N_m — число атомов в состояниях n , m .

Легко показать (см., например, [8]), что $d_0 = \langle n | r | n \rangle = -\langle m | r | m \rangle$, так что если заселенности состояний n и m одинаковы ($W_n = W_m$, $N_n = N_m$), то дипольный момент системы равен нулю, а при $W_n > W_m$ (т. е. при $N_n > N_m$) дипольный момент равен $d_0(W_n - W_m) \propto d_0(N_n - N_m)$, т. е. меньше, чем в случае, когда атом находится в начальном состоянии n .

Заканчивая рассмотрение многофотонного возбуждения, еще раз отметим, что ограничение спонтанной релаксацией возбужденного состояния на практике означает ограничение сверху на напряженность возбуждающего поля.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Доплеровское уширение резонанса. Частота перехода ω_{mn} в неподвижном атоме при движении атома изменяется из-за эффекта Доплера, так что (в линейном приближении) $\omega_{mn}^* = \omega_{mn}(1 - v/c)$, где v — проекция скорости атома на направление наблюдения (в интересующем нас случае — на направление волнового вектора k лазерного излучения). Это так называемый линейный эффект Доплера. Проекции скоростей ансамбля атомов, находящихся в тепловом равновесии при температуре T , описываются распределением Максвелла

$$w(v) = (\pi U)^{-1/2} \exp(-v^2/U), \quad U = 2kT/M,$$

которое имеет вид симметричной гауссовой кривой. Соответственно ширина этого распределения на полувысоте (полуширина) определяется соотношением

$$\Delta\omega_d = 2c^{-1}\omega_{mn}(U \ln 2)^{1/2} \approx 10^{-8}(T \cdot A^{-1})^{1/2}\omega_{mn},$$

где A — атомная масса, T — температура в кельвинах. Легко оценить, что для комнатной температуры и $A \approx 50$ отношение $\Delta\omega_d/\omega_{mn} \approx 10^{-6}$. Соответственно для частоты перехода ω_{mn} в видимом диапазоне ($\omega_{mn} \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$) $\Delta\omega_d \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, что примерно на два порядка величины превышает естественную ширину уровней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— П. 1.2.3.
2. Гайтлер В. Квантовая теория излучения: Пер. с англ./Под ред. Н. Н. Боголюбова.— М.: ИЛ, 1956.
3. Хастед Дж. Физика атомных столкновений: Пер. с англ./Под ред. Н. В. Федоренко.— М.: Мир, 1965.— Гл. 9.
4. Раппопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных переходов в атомах.— М.: Атомиздат, 1978.
5. Легохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах.— М.: Наука, 1983.
6. Легохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
7. Бьёркхольм Дж. // Нелинейная спектроскопия/Под ред. Бломбергена Н.— М.: Мир, 1979.— Гл. 4.
8. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов.— М.: Наука, 1986.— § 2.2.

Лекция 5. НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ

Фотоионизация и туннельный эффект. Нелинейная ионизация. Прямой процесс многофотонной ионизации. Резонансный процесс многофотонной ионизации. Метод многофотонной резонансной ионизационной спектроскопии

Исследования процесса фотоионизации, т. е. процесса отрыва связанного электрона под действием излучения, сыграли в свое время решающую роль в развитии квантовой физики. Именно исследования внешнего фотоэффекта (вырывания электронов из поверхности металла под действием излучения), выполненные на рубеже XIX и XX веков А. Г. Столетовым и Г. Герцем, привели А. Эйнштейна в 1905 г. к утверждению о существовании фотонов и к формулировке основ квантовой теории света. Объединение законов Эйнштейна для фотоэффекта с моделью атома Бора позволило сформулировать основной закон фотоионизации атомов и молекул, т. е. процесса отрыва от атома связанного электрона при поглощении фотона из внешнего электромагнитного поля. Как хорошо известно, фотоионизация имеет место, если выполняется следующее соотношение, представляющее собой закон сохранения энергии при знаке равенства:

$$\omega \geq \mathcal{E}_n, \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_n$ — потенциал ионизации квантовой системы (энергия связи электрона в системе). Соотношение (1) означает наличие так называемой *красной границы* — границы со стороны малых (красных) частот $\omega < \mathcal{E}_n$, при которых ионизация не может реализоваться из-за того, что не выполняется закон сохранения энергии (1).

Однако сейчас ясно, что соотношение (1) и наличие красной границы означает ограничение однофотонными процессами и пренебрежение многофотонными процессами (в данном случае

многофотонной ионизацией). Если принимать во внимание и многофотонные процессы, то соотношение (1) принимает вид

$$K\omega \geq \mathcal{E}_n. \quad (2)$$

Соотношение (2), очевидно, также представляет собой закон сохранения энергии (при знаке равенства). Из (2) видно, что при фиксированном ω и произвольном K красная граница отсутствует. Закон сохранения энергии при этом выполняется для K фотонов.

Как уже говорилось в лекции 4, нет никакого порога по напряженности внешнего поля (по интенсивности излучения) для реализации многофотонного поглощения. Поэтому, строго говоря, соотношение (2) всегда справедливо. Возникает естественный вопрос: почему в долазерную эпоху все наблюдаемые эффекты описывались соотношением (1)? Этот вопрос носит чисто количественный характер. Ответ состоит в соотношении вероятностей одно- и многофотонного поглощения. В слабом внешнем поле (при малой интенсивности излучения) вероятность многофотонного поглощения пренебрежимо мала, многофотонным поглощением можно практически пренебречь, к ионизации приводит только однофотонное поглощение, справедливо соотношение (1) и существует красная граница. В сильном внешнем поле вероятность многофотонного поглощения достигает наблюдаемой величины, реализуется соотношение (2), исчезает красная граница. Это — случай нелинейной ионизации (по числу поглощенных фотонов в элементарном акте).

Прежде чем перейти к описанию нелинейной ионизации, кратко напомним основные свойства процесса фотоионизации и туннельного эффекта, т. е. ионизации в постоянном поле. Эти сведения в дальнейшем облегчат понимание и описание процесса нелинейной ионизации.

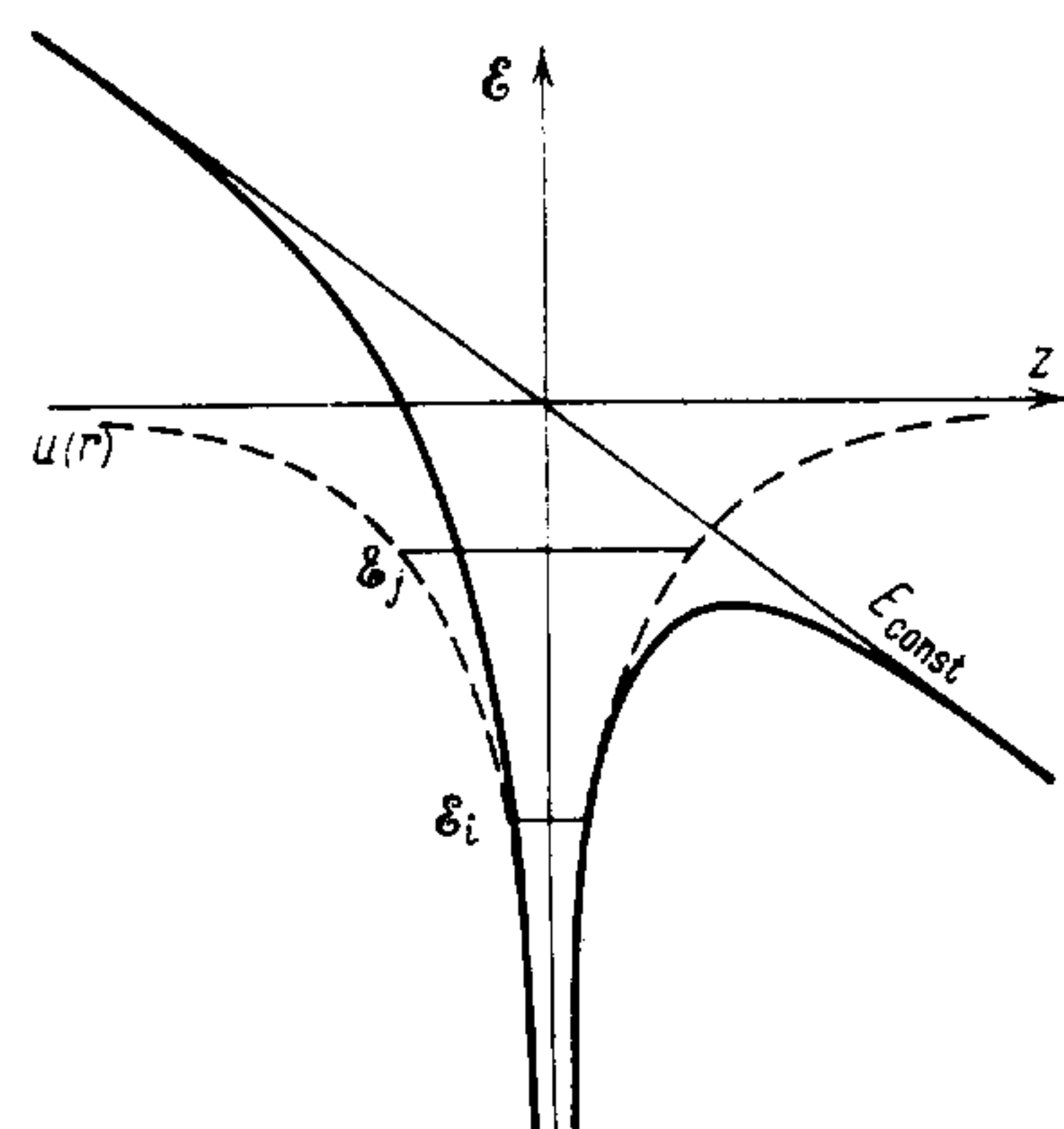
1. Фотоионизация и туннельный эффект. Основные закономерности процесса фотоионизации (или, следуя более современной терминологии, *однофотонной ионизации*) атомов и молекул хорошо известны [1—5]. Для описания этого процесса используется теория квантовых переходов. Вероятность фотоионизации в соответствии с *золотым правилом Ферми* описывается соотношением

$$w = 2\pi |V_{\mathcal{E}_n}^{(1)}|^2 \rho_{\mathcal{E}} = \alpha^{(1)} F, \quad (3)$$

где $V_{\mathcal{E}_n}^{(1)} = dE/2$ — матричный элемент связанно-свободного перехода электрона из начального состояния n в непрерывный спектр, где электрон имеет кинетическую энергию $\mathcal{E}$; $\rho_{\mathcal{E}}$ — плотность состояний в непрерывном спектре, $\alpha^{(1)}$ — эффективное сечение фотоионизации. Из соотношения (3) следует, что вероятность фотоионизации пропорциональна интенсивности излучения F , т. е. числу фотонов. Соответственно фотоионизация является линейным (по числу фотонов) процессом. Зависимость

вероятности фотоионизации от энергии фотона (при $\omega > \mathcal{E}_n$) определяется зависимостью от энергии фотона матричного элемента $V_{\mathcal{E}_n}^{(1)}$ и плотности конечных состояний $\rho_{\mathcal{E}}$ [1 — 5].

Ионизация квантовой системы может возникать и под действием постоянного внешнего электрического поля. В этом случае



1. Схема образования потенциального барьера в постоянном внешнем поле E_{const} ; $u(r)$ — потенциал квантовой системы в отсутствие внешнего поля

ионизация обусловлена возникновением потенциального барьера для электрона, связанного в атоме (рис. 1)¹⁾. При возникновении потенциального барьера два различных эффекта приводят к переходу связанного электрона в свободное состояние — *надбарьерный распад связанной системы* и *туннельный эффект*.

Если действие внешнего поля приводит к тому, что вершина барьера оказывается ниже энергии связи электрона, то связанная система перестает быть связанной — это процесс *надбарьерного распада связанной системы*. Соответствующая напряженность внешнего постоянного поля есть

атомная напряженность для состояния с заданной энергией связи. Для основного состояния электрона в атоме водорода атомная напряженность $E_a = 5 \cdot 10^9$ В/см. Реализовать в лабораторных условиях столь сильное постоянное поле невозможно по техническим причинам.

Для высоковозбужденных (ридберговских) состояний энергия связи электрона гораздо меньше, чем для основного состояния. Соответственно надбарьерный распад может наблюдаться при гораздо меньшей напряженности поля, чем в случае основного состояния, которая без труда реализуется экспериментально. Величина критического поля для высоковозбужденных (а потому водородоподобных) состояний связана с их главными квантовыми числами соотношением [6]

$$E_a = 1/Cn^4, \quad (4)$$

где n — главное квантовое число, а C — константа, зависящая от других квантовых чисел ($C \sim 10$).

Если энергия связи электрона меньше, чем вершина потенциального барьера (рис. 1), то ионизация может происходить за счет туннельного просачивания электрона через барьер из связанного в свободное состояние — это так называемый *туннельный эффект*. Вероятность туннелирования через барьер определяется прозрачностью барьера [7] и экспоненциально зависит

от напряженности постоянного внешнего поля E_{const} . Для туннелирования из основного состояния атома водорода вероятность описывается соотношением [8] (E_{const} в ат. ед.)

$$W = (4/E_{\text{const}}) \exp(-2/3E_{\text{const}}). \quad (5)$$

Вероятность туннелирования велика лишь у вершины барьера. Соотношения для вероятности туннельной ионизации из высоковозбужденных водородоподобных состояний приведены в [9]. Туннельная ионизация высоковозбужденных состояний наблюдалась экспериментально по уширению спектральных линий соответствующих переходов перед их исчезновением при $E = E_a$.

Таким образом, в долазерную эпоху ионизация в переменном электромагнитном поле заключалась в фотоионизации, а в постоянном электрическом поле — в надбарьерном распаде и туннельном эффекте.

2. Нелинейная ионизация. Нелинейная ионизация играет существенную роль в сильном переменном электромагнитном поле. Вначале рассмотрим модельную квантовую систему, имея в виду реальные атомы и молекулы, которые с точки зрения ионизации существенно не различаются, так как имеют примерно одинаковые потенциалы ионизации.

Рассмотрим процесс ионизации квантовой системы, характеризуемой энергией связи электрона (потенциалом ионизации) $\mathcal{E}_n$, под действием переменного электромагнитного поля частоты ω . По сравнению со случаем постоянного внешнего поля при переменном внешнем поле появляется новый параметр в рассматриваемой задаче — частота поля ω . Выделим три области частот внешнего поля (энергий квантов излучения): $\omega > \mathcal{E}_n$, $\omega < \mathcal{E}_n$ и $\omega \ll \mathcal{E}_n$.

Исходя из рассмотренных выше процессов фотоионизации, туннельной ионизации в постоянном поле и многофотонного возбуждения (лекция 4), можно предсказать качественный характер процесса ионизации в выделенных выше областях изменения частоты внешнего поля. Рассмотрим их последовательно.

При $\omega > \mathcal{E}_n$ в сильном поле, как и в слабом поле, происходит однофотонная ионизация (фотоионизация) квантовой системы.

При $\omega < \mathcal{E}_n$ (но не $\omega \ll \mathcal{E}_n$) в сильном поле, в отличие от слабого поля, не мала вероятность ионизации за счет поглощения электроном нескольких фотонов внешнего поля. Соответствующая реакция может быть записана в виде



где A — нейтральный атом, A^+ — ион, e — электрон. Этот процесс называется *многофотонной ионизацией*. Условие реализации процесса многофотонной ионизации имеет вид (2), а закон сохранения энергии в общем случае может быть записан в виде

$$K\omega = \mathcal{E}_n + \mathcal{E}_e, \quad (7)$$

где $\mathcal{E}_e$ — кинетическая энергия свободного электрона. По аналогии с процессом однофотонной ионизации (3) вероятность многофотонной ионизации описывается соотношением

$$w^{(K)} = 2\pi |V_{\mathcal{E}_n}^{(K)}|^2 \rho_{\mathcal{E}} = \alpha^{(K)} F^K \propto \alpha^{(K)} E^{2K}. \quad (8)$$

В (8) $V_{\mathcal{E}_n}^{(K)}$ — составной матричный элемент K -го порядка, описывающий переход электрона из связанного состояния n в непрерывный спектр, $\alpha^{(K)}$ — сечение процесса K -фотонной ионизации.

Из соотношения для вероятности многофотонной ионизации (8) видно, что этот процесс носит нелинейный (по числу фотонов, поглощенных в элементарном акте) характер, а именно степенной. Величина $K = \langle \mathcal{E}_n / \omega + 1 \rangle$, где $\langle x \rangle$ означает целую часть величины x , называется *степенью нелинейности процесса ионизации*. Переход электрона из начального состояния n в непрерывный спектр при многофотонной ионизации носит (как и в случае многофотонного возбуждения) характер ряда последовательных виртуальных переходов, происходящих без выполнения закона сохранения энергии в каждом из них. Закон сохранения энергии (7) выполняется лишь для перехода между начальным и конечным состоянием.

При $\omega \ll \mathcal{E}_n$ частота внешнего поля гораздо меньше собственной частоты квантовой системы (частоты перехода в непрерывный спектр в данной задаче). Соответственно процесс ионизации носит адиабатический характер, действие переменного поля качественно аналогично действию постоянного поля. В предельном случае, за время $\Delta t \ll T = 2\pi/\omega$, где T — период изменения внешнего поля, процесс ионизации в точности соответствует процессу в постоянном поле, т. е. носит туннельный характер. Медленность изменения внешнего поля при выполнении неравенства $\omega \ll \mathcal{E}_n$ позволяет проинтегрировать вероятность туннельной ионизации в постоянном поле по периоду изменения переменного поля¹⁾. Соответственно в выражении вероятности туннельной ионизации в постоянном поле (5) надо сделать замену $E \rightarrow E \cos \omega t$ и усреднить вероятность по периоду T . Полученное таким образом выражение для вероятности туннельной ионизации в переменном поле имеет вид²⁾

$$W_{\text{тун}} = (4\sqrt{3})/\sqrt{\pi E} \exp(-2/3E). \quad (9)$$

Из сопоставления (9) с (5) видно, что основная экспоненциальная зависимость в этих выражениях одинакова, различаются лишь предэкспоненциальные множители.

Строгое решение задачи нелинейной ионизации без ограничений на соотношение $\omega/\mathcal{E}_n$ проведено для модельной квантовой системы, в которой электрон находится в короткодействующем потенциале, $[10]^3$). Получено общее выражение для вероятности ионизации как функции трех параметров, характеризующих

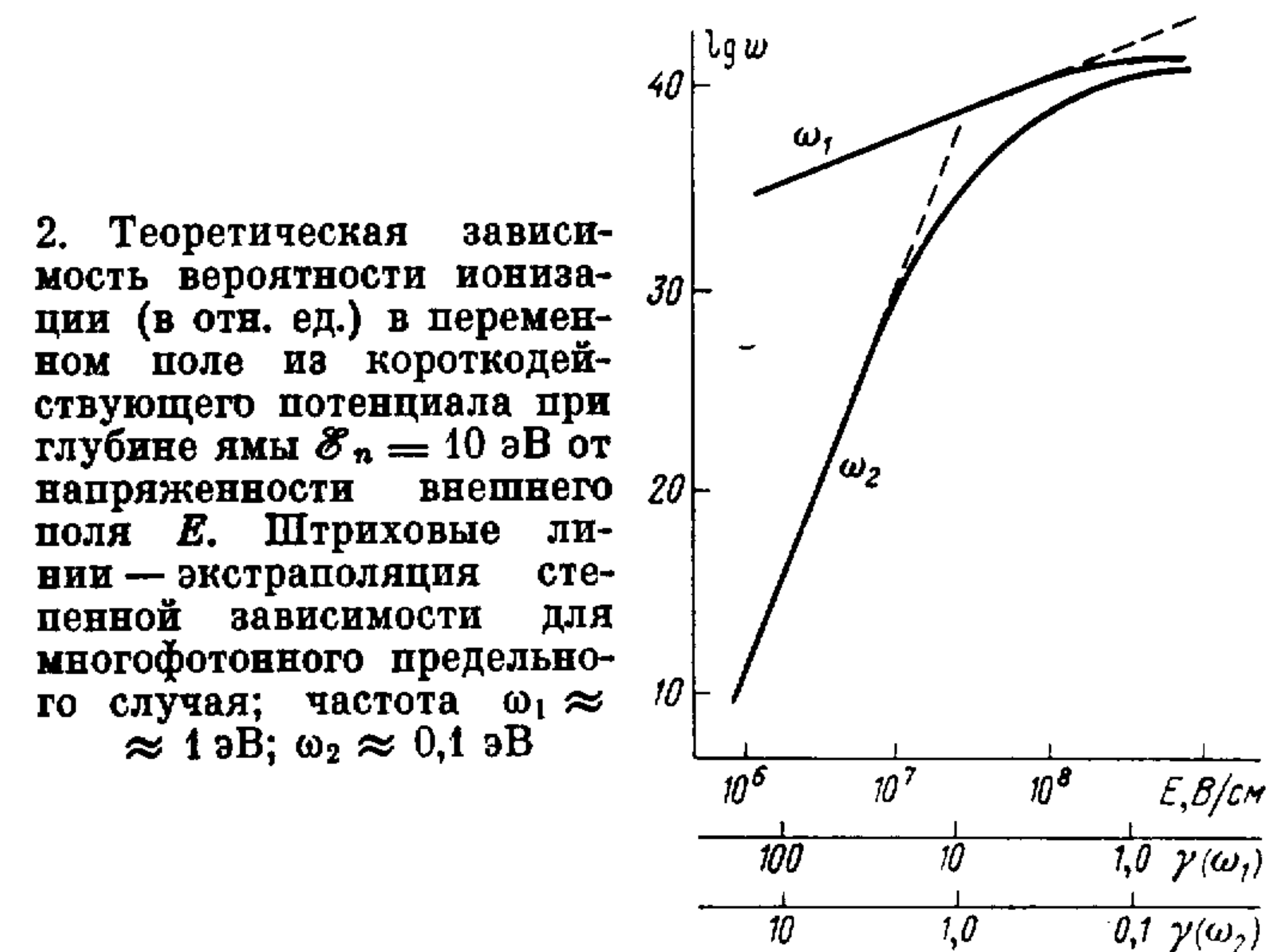
поле ω и E и квантовую систему $\mathcal{E}_n$. В одном предельном случае вероятность описывается соотношением (3), т. е. процесс ионизации носит многофотонный характер; в другом — выражением (9), т. е. процесс ионизации носит характер туннельного эффекта. Определяющим является так называемый параметр адиабатичности γ , который описывается соотношением

$$\gamma = \omega \sqrt{2\mathcal{E}_n}/E. \quad (10)$$

При $\gamma \gg 1$ реализуется многофотонный предельный случай; при $\gamma \ll 1$ — туннельный.

Из (10) видно, что многофотонный случай — это случай больших частот и не очень сильных полей. При малых частотах и очень сильных полях происходит туннельный эффект. Этот строгий вывод можно качественно получить, используя классическую модель туннельной проницаемости барьера⁴⁾. Строгое общее решение задачи нелинейной ионизации систем, связанных кулоновским (или иным далекодействующим) потенциалом, пока не получено. Трудность состоит в том, что на электрон в конечном (свободном) состоянии действуют два поля — кроме внешнего электромагнитного поля также и далекодействующее поле атомного остатка.

Общий вид зависимости нелинейной ионизации из короткодействующего потенциала глубиной $\mathcal{E}_n \approx 10$ эВ (что соответствует средней величине потенциала ионизации атомов и молекул) в поле светового ($\omega \sim 1$ эВ) и инфракрасного ($\omega \sim 0,1$ эВ)



диапазонов частот приведен на рис. 2. Из этого рисунка видно, что в световом диапазоне частот переход к туннельному предельному случаю происходит при напряженности поля $E \sim 0,1 E_n$, т. е. лишь при очень большой напряженности поля⁵⁾.

Нелинейная ионизация атомов и молекул исследована экспериментально достаточно детально. Результаты этих исследований качественно и количественно подтверждают справедливость общих выводов теории для короткодействующего потенциала в применении для систем с кулоновским потенциалом [11].

3. Прямой процесс многофотонной ионизации. Количественный анализ соотношения (10) для параметра адиабатичности показывает, что для излучения видимого диапазона частот и реальных атомов и молекул основным является процесс многофотонной ионизации; туннельная ионизация может реализоваться лишь в очень сильных полях, незначительно меньших атомного поля. Поэтому исследованиям процесса многофотонной ионизации уделяется особое внимание.

В многофотонном предельном случае для подавляющего числа частот внешнего поля (исключая узкие интервалы частот $\Delta\omega \approx \mathcal{E}_i \pm \gamma_i/2$, где $\mathcal{E}_i$, γ_i — энергии и ширины уровней) реализуется так называемый *прямой процесс многофотонной ионизации*, когда не возникает промежуточных резонансов и переход электрона из основного состояния в непрерывный спектр носит характер ряда виртуальных переходов. Условие реализации прямого процесса — расстройки резонансов Δ_{in} больше ширин γ_{in} резонансных состояний — имеет вид

$$|\Delta_{in}| = |K_i\omega - \mathcal{E}_{in}| \gg \gamma_{in}, \quad \mathcal{E}_{in} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_n, \quad (11)$$

где $K_i = 1, 2, 3, \dots$ — число поглощенных фотонов, $\mathcal{E}_i$ и γ_i — энергии и ширины связанных состояний в спектре квантовой системы, на которые возможен переход из основного состояния n в соответствии с правилами отбора (лекция 4). Следует отметить, что условие (11), строго говоря, относится к модельной задаче взаимодействия монохроматического излучения малой интенсивности, когда полевые возмущения отсутствуют. В реальном случае при использовании квазимонохроматического лазерного излучения большой интенсивности необходимо принять во внимание ширину спектра лазерного излучения $\Delta\omega$, изменение энергии $\delta\mathcal{E}_i$ и уширение Γ_i связанных состояний квантовой системы.

Вероятность прямого процесса ионизации описывается соотношением (8), в котором составной матричный элемент K -го порядка $V_{\mathcal{E}_n}^{(K)}$ рассчитывается методом нестационарной теории возмущений аналогично тому, как рассчитываются матричные элементы, описывающие процесс нелинейной поляризуемости (лекция 2) и процесс многофотонного возбуждения (лекция 4). При этом в качестве спектра связанных состояний используется спектр квантовой системы в отсутствие внешнего поля.

По аналогии с однофотонной ионизацией (фотоионизацией) в качестве характеристики прямого процесса многофотонной ионизации, не зависящей от напряженности внешнего поля, используется K -фотонное сечение

$$\alpha^{(K)} = w^{(K)} / F^K. \quad (12)$$

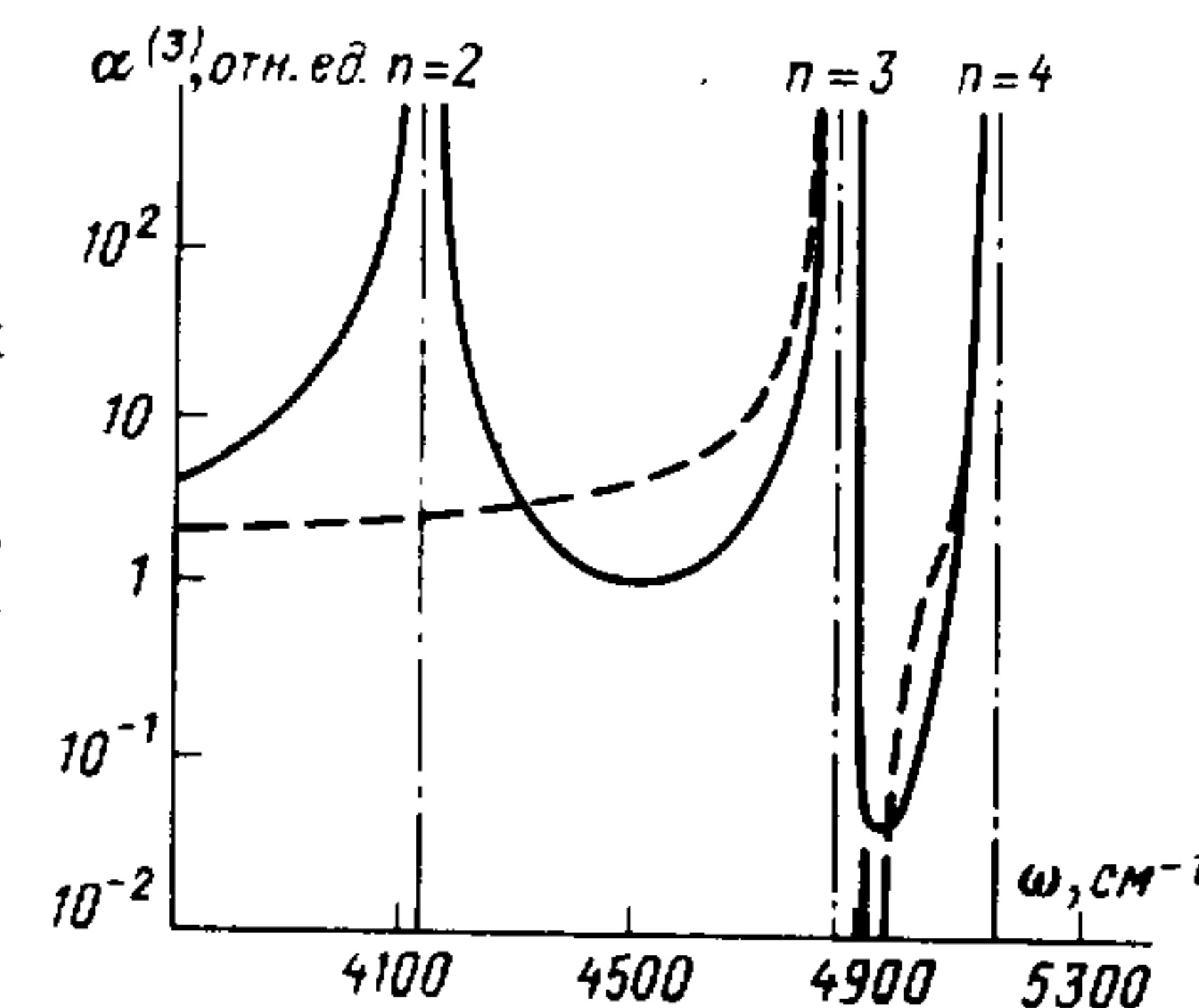
Сечение $\alpha^{(K)}$ зависит только от спектра связанных состояний квантовой системы и частоты излучения; оно выражается через матричный элемент K -го порядка $V_{\mathcal{E}_n}^{(K)}$. Размерность $\alpha^{(K)}$ зависит от степени нелинейности K процесса ионизации⁶⁾. Поэтому бессмысленно сопоставлять многофотонные сечения для процессов с различной степенью нелинейности K ; сопоставлять надо вероятности $w^{(K)}$ при фиксированной интенсивности излучения F .

Возможность использования многофотонных сечений как универсальной характеристики прямого процесса ионизации ограничена, во-первых, со стороны высоких напряженностей поля условием $E \ll E_a$, являющимся общим условием применимости теории возмущений, во-вторых, условием $\gamma \gg 1$, являющимся условием реализации многофотонного предельного случая, и, наконец, условием

$$\delta\mathcal{E}_i \ll |\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_{i\pm 1}|$$

— условием малости сдвига атомных уровней, т. е. малости возмущения исходного спектра квантовой системы в отсутствие внешнего поля.

3. Зависимость сечения $\alpha^{(3)}$ для атома водорода от частоты излучения (расчет). Сплошная линия — линейная поляризация излучения, штриховые линии — циркулярная



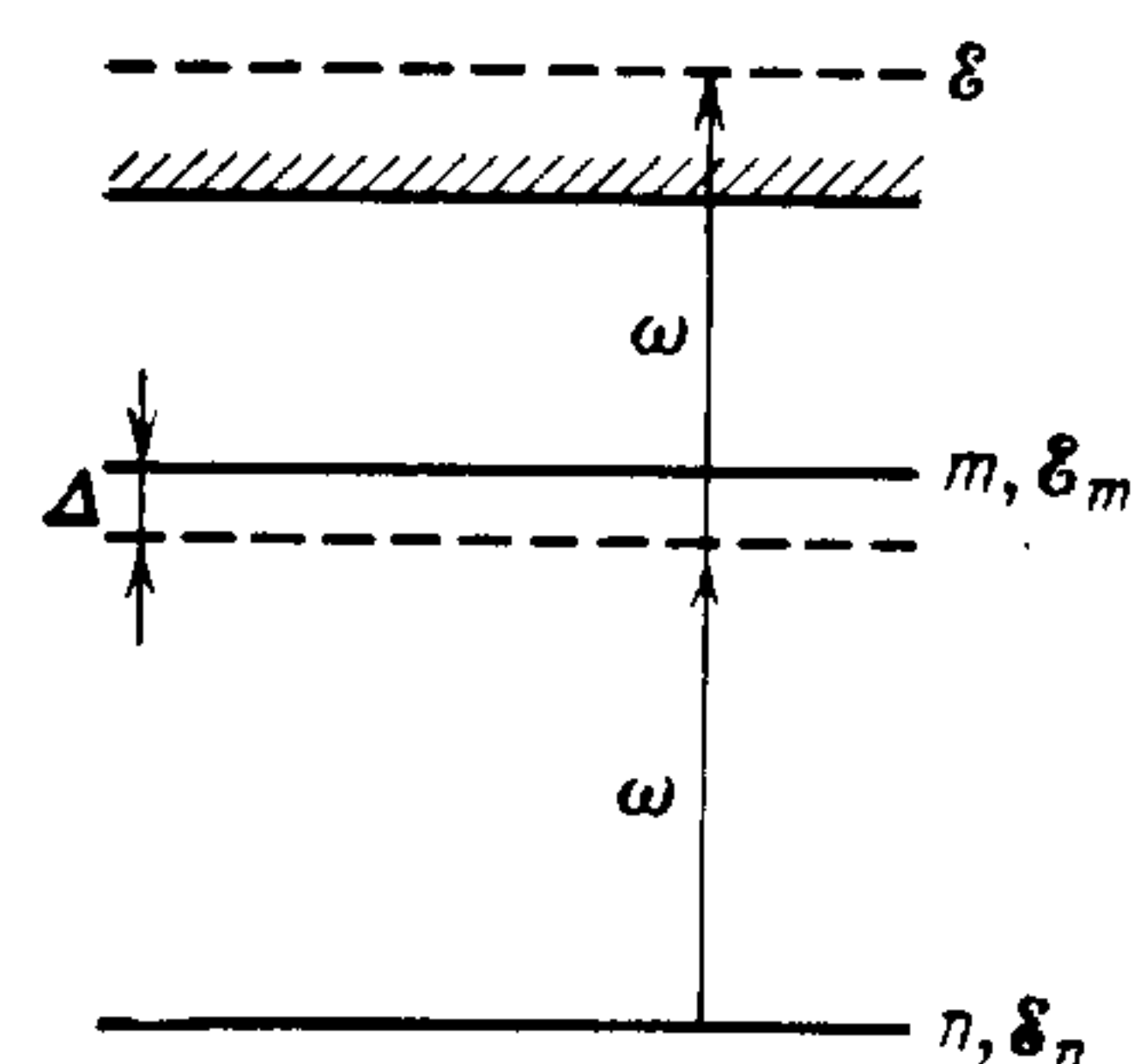
Типичный вид зависимости $\alpha^{(K)}(\omega)$ приведен на рис. 3. Резонансные максимумы соответствуют тем частотам, на которых возникают промежуточные резонансы (в том числе и многофотонные), разрешенные соответствующими правилами отбора (лекция 4).

Вероятность прямого процесса многофотонной ионизации связана с измеряемыми величинами соотношением, которое формально аналогично известному соотношению для однофотонной ионизации:

$$w^{(K)} = N^+ / N\tau_K = N^+ / nV_K\tau_K, \quad (13)$$

где $[w^{(K)}] = c^{-1}$, N^+ — число образованных ионов, N — число нейтральных атомов, τ_K — время действия поля на мишень, эффективное для K -квантового процесса, n — плотность атомов в мишени, V_K — объем мишени, на который воздействует поле,

эффективный для K -квантового процесса. Однако имеются специфические особенности, связанные с нелинейным характером взаимодействия ($W^{(K)} \propto F^K \propto I^K$, где I — число фотонов) и неравномерным распределением интенсивности лазерного излучения F по мишени и во времени. Соответственно при измерении многофотонных сечений возникает необходимость учета различной эффективности различных точек мишени и моментов времени действия поля (V_K, τ_K). Методика таких измерений детально разработана [12]; эта методика кратко описана в лекции 1.



4. Схема процесса резонансной двухфотонной ионизации

Отметим, что соотношение (8) записано для монохроматического излучения. Для реального квазимонохроматического излучения в (8) необходимо ввести статистический фактор $g^{(K)}$ аналогично тому, как это было сделано в лекции 4 для случая многофотонного возбуждения. В том случае, когда значение многофотонного сечения определяется из экспериментальных данных по соотношениям (12) и (13), измеренную величину необходимо сопоставить с величиной, рассчитанной по соотношению (8) и умноженной на статистический фактор $g^{(K)}$.

4. Резонансный процесс многофотонной ионизации. Процесс многофотонной ионизации называется резонансным, если реализуется какой-либо резонанс между энергией нескольких квантов излучения и энергией перехода в спектре связанных электронных состояний. Очевидно, что условие реализации резонансного процесса (рис. 4) противоположно условию реализации прямого процесса (11):

$$|\Delta_{in}| = |K_i \omega - \mathcal{E}_{in}| \leq \gamma_{in}. \quad (14)$$

В реальном случае, как и в (11), в соотношении (14) надо учесть $\Delta\omega$, $\delta\mathcal{E}_i$ и Γ_i и использовать максимальную из этих величин вместо γ_{in} .

В слабом внешнем поле, когда возмущением спектра квантовой системы (т. е. величинами $\delta\mathcal{E}_i$ и Γ_i) можно пренебречь по сравнению с естественной шириной уровней γ_i , процесс резонансной ионизации носит *ступенчатый (каскадный)* характер (лекция 4). В этом случае полная вероятность резонансной ионизации под действием монохроматического излучения описывается соотношением, аналогичным известной формуле Брейта — Вигнера [13]:

$$W^{(K)} = W_{mn}^{(K_1)} W_{\mathcal{E}_m}^{(K_2)} = 2\pi |V_{mn}^{(K_1)}|^2 (\gamma_m/\pi) [\Delta_{mn}^2 + \gamma_m^2]^{-1} \tau \times \\ \times 2\pi |V_{\mathcal{E}_m}^{(K_2)}|^2 \rho_{\mathcal{E}_m} \tau, \quad (15)$$

где $\Delta_{mn} = \mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n - K_1 \omega$ — расстройка резонанса на K_1 -фотонном переходе $n \rightarrow m$. В точном резонансе ($\Delta_{mn} \ll \gamma_m$) соотношение (15) сводится к более простому выражению (сравните с выражением (9) в лекции 4):

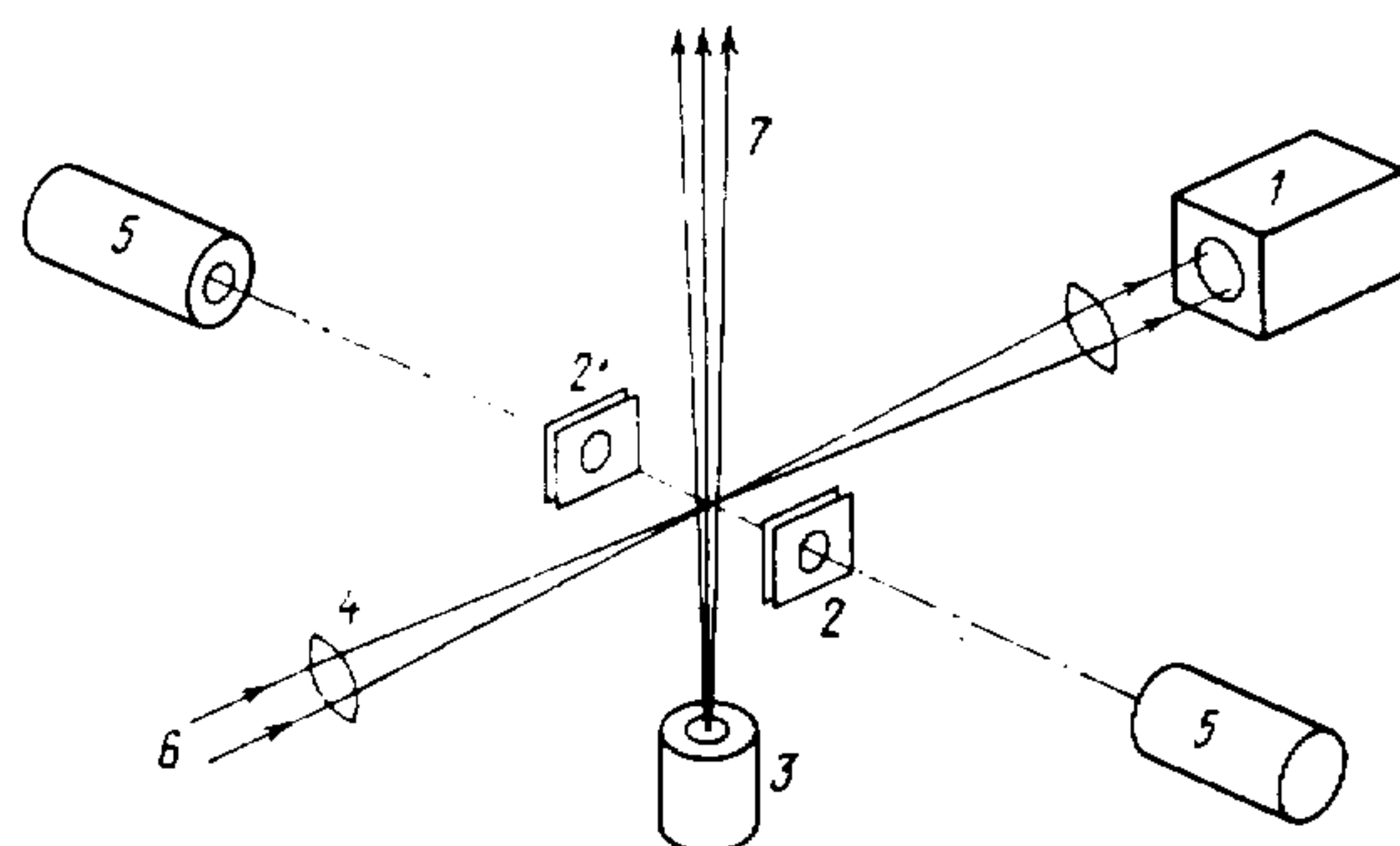
$$W^{(K)} = 2 |V_{mn}^{(K_1)}|^2 \gamma_m^{-1} \tau \cdot 2\pi |V_{\mathcal{E}_m}^{(K_2)}|^2 \rho_{\mathcal{E}_m} \tau. \quad (16)$$

Соотношения (15) и (16) справедливы для монохроматического излучения. Для реального, квазимонохроматического излучения, необходимо в эти соотношения ввести статистические факторы. Так, вероятность $W_{mn}^{(K_1)}$ должна быть умножена на фактор, соответствующий резонансному процессу, возникающему под действием излучения с узким (или широким) спектром, а вероятность $W_{\mathcal{E}_m}^{(K_2)}$ — на фактор $g^{(K_2)}$ (лекция 4).

В сильном внешнем поле, когда полевое возмущение резонансного состояния велико ($\delta\mathcal{E}_i, \Gamma_i \gg \gamma_i$), при большой ширине спектра лазерного излучения ($\Delta\omega \gg \gamma_i$) определяющей является та из ширин, которая максимальна, а вероятность резонансной ионизации описывается более сложными выражениями [14]. Эти случаи не будут подробно рассматриваться, так как они не имеют существенного значения ни для формулировки основных закономерностей, ни для практики.

5. Метод многофотонной резонансной ионизационной спектроскопии. Данный метод состоит в реализации резонансного процесса многофотонной ионизации высокомонохроматическим лазерным излучением малой интенсивности. Наблюдая резонанс в выходе ионов и измеряя резонансную частоту, можно с высоким разрешением, порядка естественной ширины уровней, измерять энергии связанных состояний. Условия реализации резонанса и разрешение, которое при этом достигается, аналогичны методу многофотонного возбуждения (лекция 4). Однако метод резонансной ионизационной спектроскопии имеет значительное преимущество в эффективности регистрации факта возникновения резонанса. Это преимущество (по сравнению с методом многофотонного возбуждения) состоит в том, что регистрируются электроны или ионы, а не фотоны. Используя вспомогательное постоянное вытягивающее поле и электронную оптику, можно направить на детектор все электроны или ионы, созданные в области взаимодействия излучения с мишенью. Детекторы электронов и ионов (электронные умножители) и соответствующая усиливающая электронная аппаратура позволяют регистрировать один электрон или ион. Между тем при регистрации фотонов детектор (фотоумножитель) позволяет регистрировать фотоны лишь в малой доле ($\sim 10^{-2}$) полного телесного угла, а чувствительность фотокатодов превышает величину порядка 10^2 фотонов. Таким образом, при регистрации электронов (ионов) эффективность выше, чем при регистрации фотонов, не менее чем в 10^4 раз.

Метод многофотонной резонансной ионизационной спектроскопии широко используется для исследования спектров атомов и особенно молекул [15—17].



5. Схема метода резонансной ионизационной спектроскопии атомов и молекул: 1 — калориметр, измеряющий энергию в импульсе излучения лазера; 2 — электронно-оптическая система, вытягивающая ионы и электроны из области пересечения пучков и собирающая их на детекторы; 3 — источник, формирующий атомный (молекулярный) пучок; 4 — оптическая система, фокусирующая лазерное излучение в центр атомного пучка; 5 — детекторы заряженных частиц, 6 — пучок излучения от лазера; 7 — атомный (молекулярный) пучок

Схема одной из типичных реализаций этого метода приведена на рис. 5.

* * *

Роль процесса нелинейной ионизации атомных систем (атомов, атомных ионов, молекул) особенно велика, так как ионизация может происходить не только из основных, но и из возбужденных состояний. При этом ионизация проявляется как конкурирующий канал для других переходов из возбужденного состояния. Простейший пример — процесс многофотонного возбуждения, рассмотренный в предыдущей лекции. Очевидно, что ионизация (в том числе и нелинейная) из возбужденного состояния может составлять конкуренцию спонтанной релаксации возбужденного состояния. Аналогичные ситуации могут иметь место и при реализации нерезонансных многофотонных процессов, при увеличении их вероятности за счет подбора квазирезонансных переходов. Такие случаи будут рассматриваться в последующих лекциях.

Заключивая изложение сведений относительно нелинейной ионизации, необходимо отметить, что выше либо объект ионизации не конкретизировался, либо шла речь об атомах. Между тем, наблюдались процессы нелинейной ионизации различных молекул [18] (лекция 7), отрицательных [19] и положительных атомных ионов, а также нелинейный внешний фотоэффект из

поверхности металлов [20] (лекция 19) и внутренний фотоэффект в прозрачных диэлектриках [21] (лекция 18).

В заключение еще раз надо отметить качественное изменение точки зрения на процесс взаимодействия излучения с веществом, обусловленное учетом нелинейной ионизации. Без учета нелинейной ионизации для каждой среды существовала область частот, в которой среда была прозрачна для излучения, поглощение в которой полагалось равным нулю. С учетом нелинейной ионизации любая среда на любой частоте непрозрачна; нелинейное поглощение всегда имеет место.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Потенциальный барьер в постоянном и переменном поле.** Качественная картина возникновения потенциального барьера в постоянном поле хорошо известна (см. рис. 1). В переменном поле при линейной поляризации излучения изменяется как амплитуда поля, так и направление вектора E . Соответственно барьер в направлении z возникает на одном полупериоде изменения E , понижаясь по мере увеличения $|E|$ и повышаясь по мере уменьшения $|E|$. На втором полупериоде возникает та же картина в направлении $-z$, а в направлении z суммарное действие внешнего и атомного полей приводит к нарастающему потенциалу (изображенному на рис. 1 в направлении $-z$). Таким образом, в переменном поле сам потенциальный барьер является переменным. Поэтому вероятность туннелирования есть на всем периоде изменения E , исключая момент времени, когда $E = 0$; вероятность растет от $E = 0$ до $|E|_{\max}$ и вновь убывает к $E = 0$.

2. **Зависимость от поляризации излучения.** Соотношение (9) написано для линейно поляризованного поля. При циркулярной поляризации действие поля аналогично действию постоянного поля в системе координат, связанной с вектором E . Это существенно упрощает теоретическое описание, так как решение уравнения Шредингера для переменного поля сводится к решению стационарной задачи, в которой нет проблемы разделения временных и пространственных переменных. Такое решение принято называть решением для вращающейся волны. Отметим, что это упрощение справедливо для систем со сферически симметричным потенциалом.

3. **Короткодействующий потенциал.** В рамках модели короткодействующего потенциала удастся достаточно хорошо описать такую реальную квантовую систему, как отрицательный ион водорода, H^- [18]. Однако для отрицательных ионов сложных атомов, а также и для случая взаимодействия отрицательных ионов с внешним электромагнитным полем короткодействующий потенциал не пригоден, необходимы более сложные потенциалы.

4. **Классическая модель туннельной проницаемости барьера в переменном поле.** Время туннелирования равно времени пролета электрона через барьер. Ширину барьера, т. е. длину подбарьерной траектории электрона, положим равной $l = \mathcal{E}_n / eE$, где $\mathcal{E}_n$ — потенциал ионизации атома. Средняя скорость электрона $v_e \approx (\mathcal{E}_n / m)^{1/2}$. Соответственно время пролета электрона через барьер $\tau_{\text{тун}} \approx (m \mathcal{E}_n)^{1/2} / (eE)$, а частотой туннелирования можно назвать величину $\omega_{\text{тун}} = \tau_{\text{тун}}^{-1} \approx eE / (\mathcal{E}_n m)^{1/2}$. Параметр адиабатичности $\gamma = \omega / \omega_{\text{тун}} \approx \omega (\mathcal{E}_n m)^{1/2} / (eE)$ в атомной системе единиц имеет вид $\gamma \approx \omega \sqrt{\mathcal{E}_n} / E$, совпадающий с (10).

5. **Условие реализации многофотонного предельного случая.** Величины потенциалов ионизации атомов и молекул лежат в диапазоне $5 \leq \mathcal{E} \leq 20$ эВ, что в атомных единицах равно $0,25 \div 1,0$. Частота излучения в видимом диапазоне $\omega \approx 2$ эВ $\approx 0,1$ а. е. Подставляя эти величины в соотношение (10) для параметра адиабатичности, видим, что $\gamma > 1$ при напряженности поля $E < 0,1 E_a = 5 \cdot 10^8$ В/см. Если использовать для ионизации излучение инфракрасного диапазона частот $\omega \sim 0,01$ а. е., то многофотон-

ный предельный случай реализуется при напряженности поля $E \leq 10^{-2} E_a \approx 5 \cdot 10^7 \text{ В/см}$.

6. **Размерности многофотонных сечений.** Из соотношения (12) следует, что если интенсивность излучения измерять в числе фотонов на 1 см^2 за 1 с ($[F] = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), а вероятность — в с^{-1} , то размерность многофотонного сечения процесса K -го порядка $[\alpha^{(K)}] = [w^{(K)}/F^K] = \text{см}^{2K} \cdot \text{с}^{K-1}$. Отметим, что из этого соотношения для однофотонной ионизации (фотоионизации), т. е. при $K=1$, получается стандартная размерность сечения $[\alpha^{(1)}] = \text{см}^2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

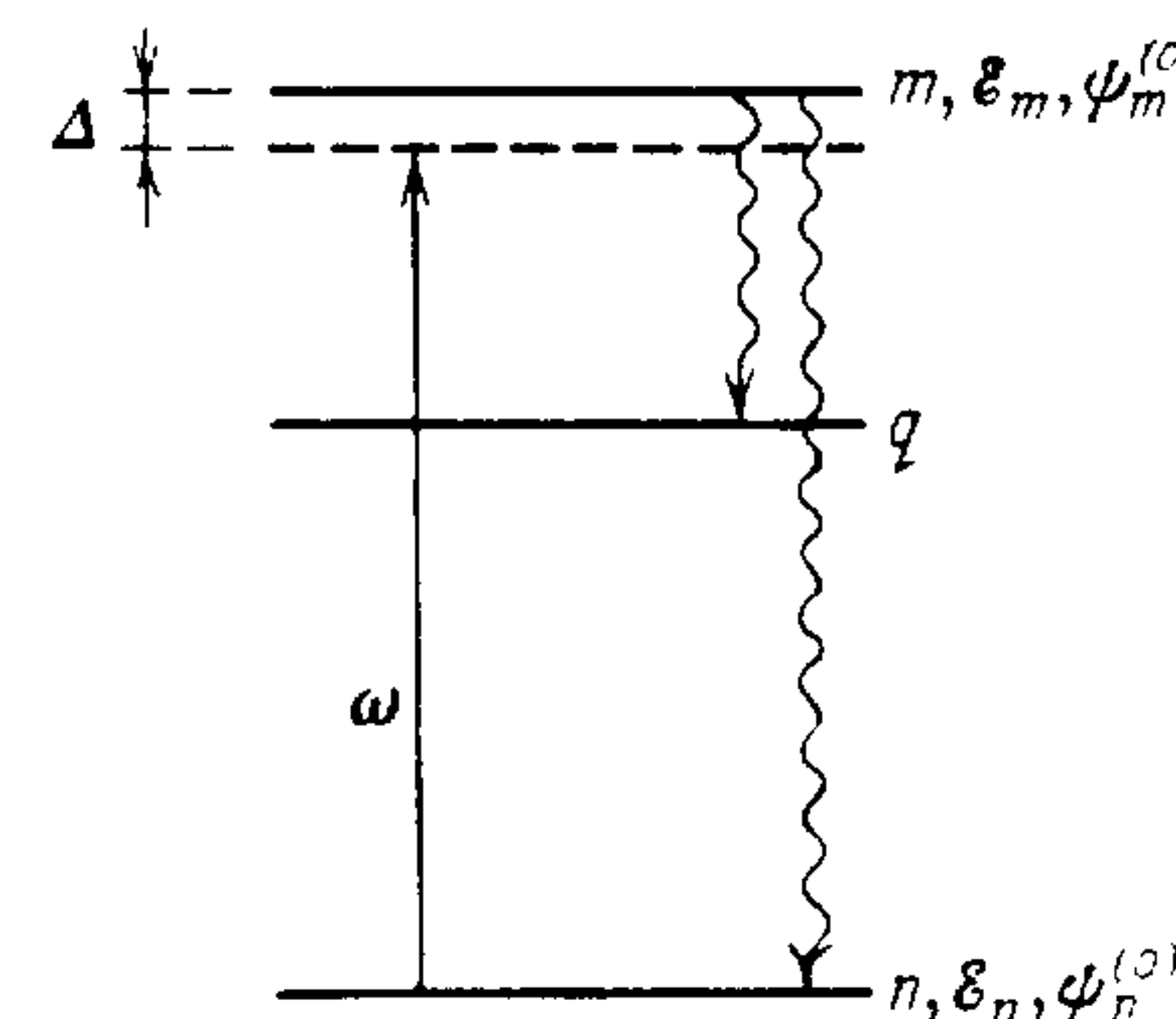
1. Хастед Дж. Физика атомных столкновений: Пер. с англ./Под ред. Н. В. Федоренко.— М.: Мир, 1965.— Гл. 9.
2. Атомные и молекулярные процессы.— Сб./Под ред. Д. Бейтса: Пер. с англ./Под ред. Л. М. Бибермана и В. А. Фабриканга.— М.: Мир, 1964.— Гл. 3.
3. Амуся М. Я. Атомный фотоэффект.— М.: Наука, 1987.
4. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.— § 34.
5. Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н. Процессы возбуждения и ионизация атомов при поглощении света.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1984.
6. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоиздат, 1982.— Гл. 6.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.— § 50.
8. См. [7], § 77, задача 1.
9. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— П. 8.4.4.
10. См. [9], п. 6.6.
11. См. [9], п. 6.7.
12. См. [9], п. 5.5.
13. См. [7], § 134, 145.
14. См. [9], п. 7.5.2—7.5.4.
15. Паркер Д.— В сб.: Сверхчувствительная лазерная спектроскопия/Под ред. Д. Клайджера: Пер. с англ./Под ред. В. С. Летохова.— М.: Мир, 1986.— Гл. 4.
16. Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия: Пер. с англ./Под ред. И. И. Собельмана.— М.: Наука, 1985.— П. 8.10.
17. Летохов В. С. Лазерная фотоионизационная спектроскопия.— М.: Наука, 1987.
18. Труды ФИАН.— М.: Наука, 1984.— Т. 146.
19. Месси Г. Отрицательные ионы: Пер. с англ./Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Мир, 1979.— Гл. 11, § 7.
20. Анисимов С. И., Бендерский В. А., Фаркаш Д. // УФН.— 1977.— Т. 122.— С. 185.
21. Маненков А. А., Прохоров А. М. // УФН.— 1986.— Т. 148.— С. 179.

Лекция 6. ДВУХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА В СИЛЬНОМ РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

Однофотонный резонанс. Многофотонный резонанс. Практическая реализация резонанса в поле лазерного излучения. Эффект насыщения в лазерной спектроскопии

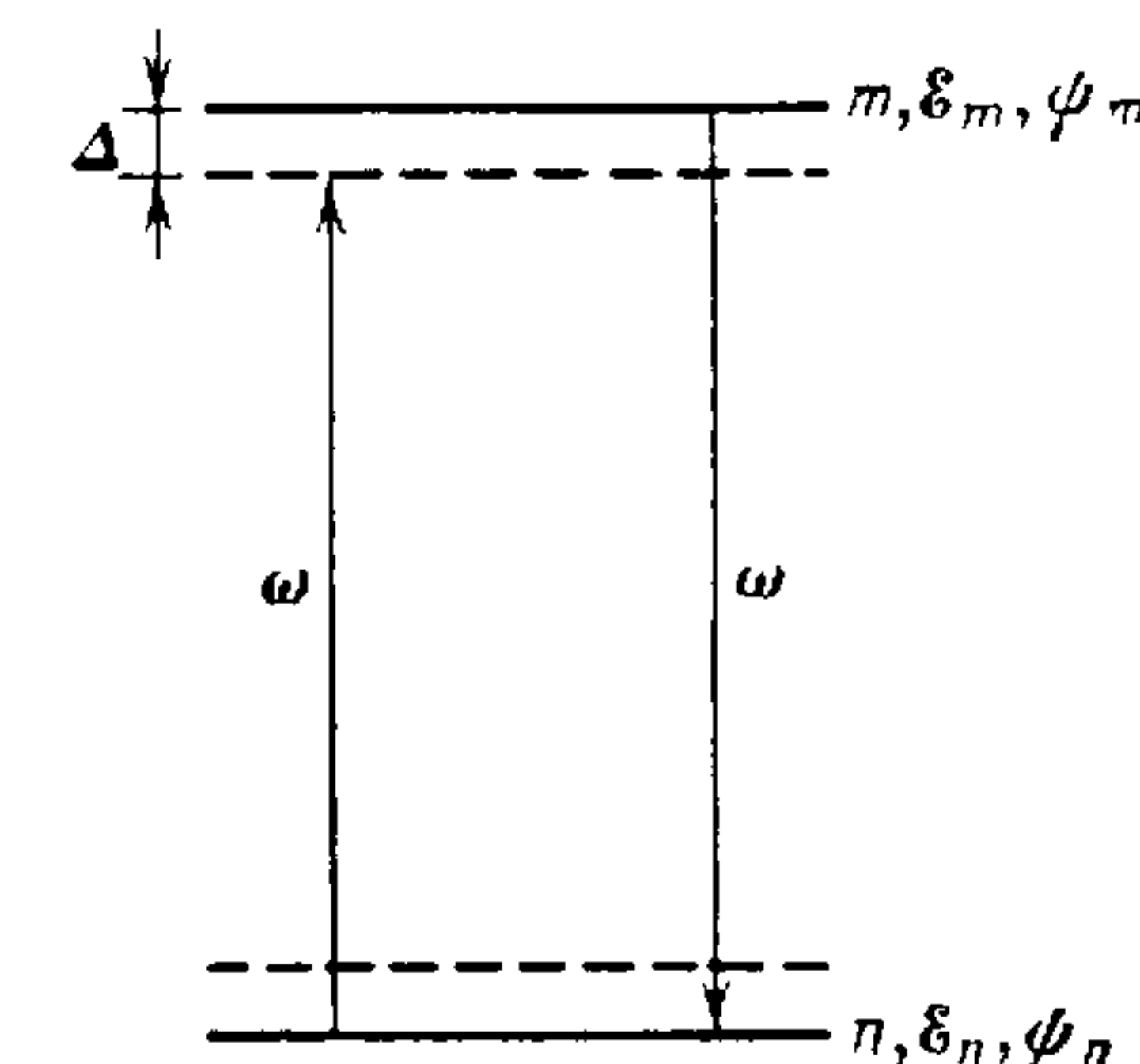
Рассмотрим резонанс между собственной частотой квантовой системы ω_{mn} и частотой ω сильного внешнего поля. Случай слабого внешнего резонансного поля уже рассматривался в лекции 4, где речь шла об однофотонном и многофотонном возбуждении.

Физические явления, возникающие при резонансе, качественно различны в слабом и сильном внешнем поле. В основе этих различий лежит характер перехода электрона из состояния с большей энергией m в состояние с меньшей энергией n . В случае слабого внешнего поля (рассмотренного в лекции 4) переходы из состояния m носят спонтанный характер, соответственно состояние m является конечным (в квантово-механическом смысле), а ширина его — естественной (спонтанной, радиационной) шириной. Таким образом, резонанс в слабом поле приводит к вынужденному переходу электрона в возбужденное состояние m с его последующей спонтанной релаксацией (рис. 1).



1. Схема резонансного возбуждения двухуровневой системы в слабом внешнем поле

В сильном поле возникают вынужденные переходы электрона из состояния m на частоте внешнего поля, т. е. переходы в исходное состояние n . Вероятность этих вынужденных переходов доминирует над вероятностью спонтанной релаксации состояния m , которой в сильном поле можно пренебречь (рис. 2). Возникновение вынужденных переходов $n \rightarrow m$ и $m \rightarrow n$ означает, что



2. Схема резонансного возбуждения двухуровневой системы в сильном внешнем поле

квантовая система непрерывно переходит из одного состояния в другое, вероятности нахождения в этих состояниях в пределе становятся сравнимы. Это не позволяет для описания резонанса

в сильном поле использовать теорию возмущений и рассматривать результат включения внешнего поля как малую поправку к энергии состояния в отсутствие поля. Для описания резонанса в сильном поле используются волновые функции исходных состояний и задача сводится к отысканию волновой функции двухуровневой системы в резонансном поле как суперпозиции исходных волновых функций. Это так называемый метод Дирака [1]¹).

Наиболее важное свойство резонанса в сильном внешнем поле — явление насыщения, т. е. выравнивание вероятностей нахождения электрона в начальном и возбужденном состояниях n и m (иногда говорят о равенстве заселенностей этих состояний).

Явление насыщения играет определяющую роль в большом числе различных радиофизических эффектов. О некоторых из этих эффектов пойдет речь ниже, в последующих лекциях, после рассмотрения в этой лекции основных закономерностей резонанса в двухуровневой системе в сильном поле.

При практической реализации резонанса в сильном внешнем поле возникает естественный вопрос о реалистичности двухуровневой модели для конкретных объектов — атомов, атомарных ионов, молекул, характеризующихся многоуровневой структурой. Критерии, при выполнении которых можно рассматривать атомную систему как двухуровневую, приведены ниже, в п. 4. Забегая вперед, отметим, что, как правило, можно выделять двухуровневую систему в атомах, ионах и молекулах на всем интервале частот существующих лазеров. Поэтому двухуровневая квантовая система (*двухуровневый атом*) является хорошей моделью для описания многих явлений, возникающих при взаимодействии атомов, ионов и молекул с лазерным излучением. В последующих лекциях мы будем неоднократно использовать двухуровневую квантовую систему в качестве модели для описания различных резонансных явлений.

1. Однофотонный резонанс. Рассмотрим сначала модельную задачу — внешнее монохроматическое поле частоты ω взаимодействует с двухуровневой системой n, m . Будем при этом полагать, что уровни n, m не имеют ширины, они бесконечно узкие, т. е. пренебрежем спонтанной релаксацией этих состояний. Будем интересоваться случаем возникновения резонанса, когда $\omega \approx \omega_{mn}$. Допустим при этом существование расстройки резонанса $\Delta = |\omega - \omega_{mn}|$; равенство $\Delta = 0$ означает точный резонанс. Пусть состояния n и m двухуровневой системы в отсутствие внешнего поля характеризуются волновыми функциями ψ_n^0 и ψ_m^0 , а при наличии внешнего поля — волновыми функциями ψ_n и ψ_m ; вся система в целом при наличии внешнего поля характеризуется волновой функцией ψ .

Задача состоит в нахождении зависимости ψ от $\psi_{n,m}$. Решение этой задачи существенно упрощается, если использовать *резонансное приближение* [2]. Условие применимости резонансного

приближения имеет вид

$$\Delta = |\omega_{mn} - \omega| \ll \omega, \quad (1)$$

означающий, что расстройка Δ резонанса мала по сравнению с частотой ω внешнего поля. Так как при резонансе $\omega \approx \omega_{mn}$, то (1) одновременно означает, что $\Delta \ll \omega_{mn}$. Видно, что резонансное приближение (1) качественно правильно отражает физическую сущность задачи возникновения резонанса в двухуровневой системе.

Использование резонансного приближения существенно упрощает математическое описание искомой зависимости волновой функции двухуровневой системы в резонансном внешнем поле ψ от волновых функций $\psi_{n,m}^0$ исходных состояний n, m в отсутствие поля [2].

Решение, полученное при использовании резонансного приближения (1), имеет вид [2]

$$\psi = C_n \psi_n + C_m \psi_m = A_n(t) \psi_n^0 + A_m(t) \psi_m^0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \psi_n = & [(1/2)(1 + \Delta/\Omega)]^{1/2} \exp[i(\Omega - \Delta/2)t] \psi_n^0(t) - \\ & - [(1/2)(1 - \Delta/\Omega)]^{1/2} \exp[i(\Omega + \Delta/2)t] \psi_m^0(t), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \psi_m = & [(1/2)(1 + \Delta/\Omega)]^{1/2} \exp[i(\Omega - \Delta/2)t] \psi_m^0(t) - \\ & - [(1/2)(1 - \Delta/\Omega)]^{1/2} \exp[i(\Omega + \Delta/2)t] \psi_n^0(t). \end{aligned}$$

В (3) все величины обозначены выше, а

$$\Omega = (1/2)(\Delta^2 + |V_{mn}^{(1)}|^2)^{1/2} \quad (4)$$

есть частота Раби; $V_{mn}^{(1)} = d_{mn}E$ — дипольный матричный элемент взаимодействия состояний n, m ; $C_{n,m}$ — константы, которые находятся из начальных условий. Физический смысл частоты Раби наиболее прозрачно виден в случае точного резонанса, когда $\Delta = 0$:

$$\Omega = (1/2)d_{mn}E, \quad (5)$$

т. е. частота Раби равна взаимодействию состояний n, m с полем E .

Таким образом, во внешнем резонансном поле исходная двухуровневая квантовая система, характеризуемая в отсутствие поля волновыми функциями ψ_n^0 и ψ_m^0 , превращается в новую систему — квантовую систему + поле («dressed atom»), характеризуемую волновыми функциями ψ_m, ψ_n, ψ , представляющими собой смесь исходных волновых функций с различными весами.

Обратимся к анализу уравнений (2) — (4). Пусть в момент времени $t = 0$ электрон в двухуровневой системе находится в состоянии n , характеризующемся волновой функцией ψ_n^0 . После включения внешнего резонансного поля электрон находится в

состояниях, характеризуемых волновыми функциями ψ_n и ψ_m , которые, в свою очередь, представляют собой суперпозицию волновых функций исходных состояний ψ_n^0 и ψ_m^0 . Вероятности нахождения электрона в состояниях n , m пропорциональны квадратам модулей соответствующих коэффициентов $A_n(t)$, $A_m(t)$.

Обратимся теперь к выяснению вида волновой функции ψ при значениях $t \gg 1/\Omega$. Для этого необходимо вычислить константы C_n , C_m исходя из начальных условий. Начальные условия определяются соотношением между временем t , за которое нарастает амплитуда внешнего поля до величины E_0 , и характерным временем взаимодействия $\tau \sim 1/\Delta$, где Δ — расстройка резонанса.

Можно выделить два предельных случая.

Первый предельный случай — адиабатически медленное включение поля: $E = 0$ при $t \rightarrow -\infty$; $E = E_0$ при $t = 0$, т. е. $t \gg \tau$. При $\Delta \ll V_{mn}^{(1)}$ оказывается, что вероятности $W_{n,m}$ не зависят от t , $W_n = W_m = 1/2$ — возникает эффект насыщения заселенности состояния m , т. е. электрон с равной вероятностью находится в состояниях n и m .

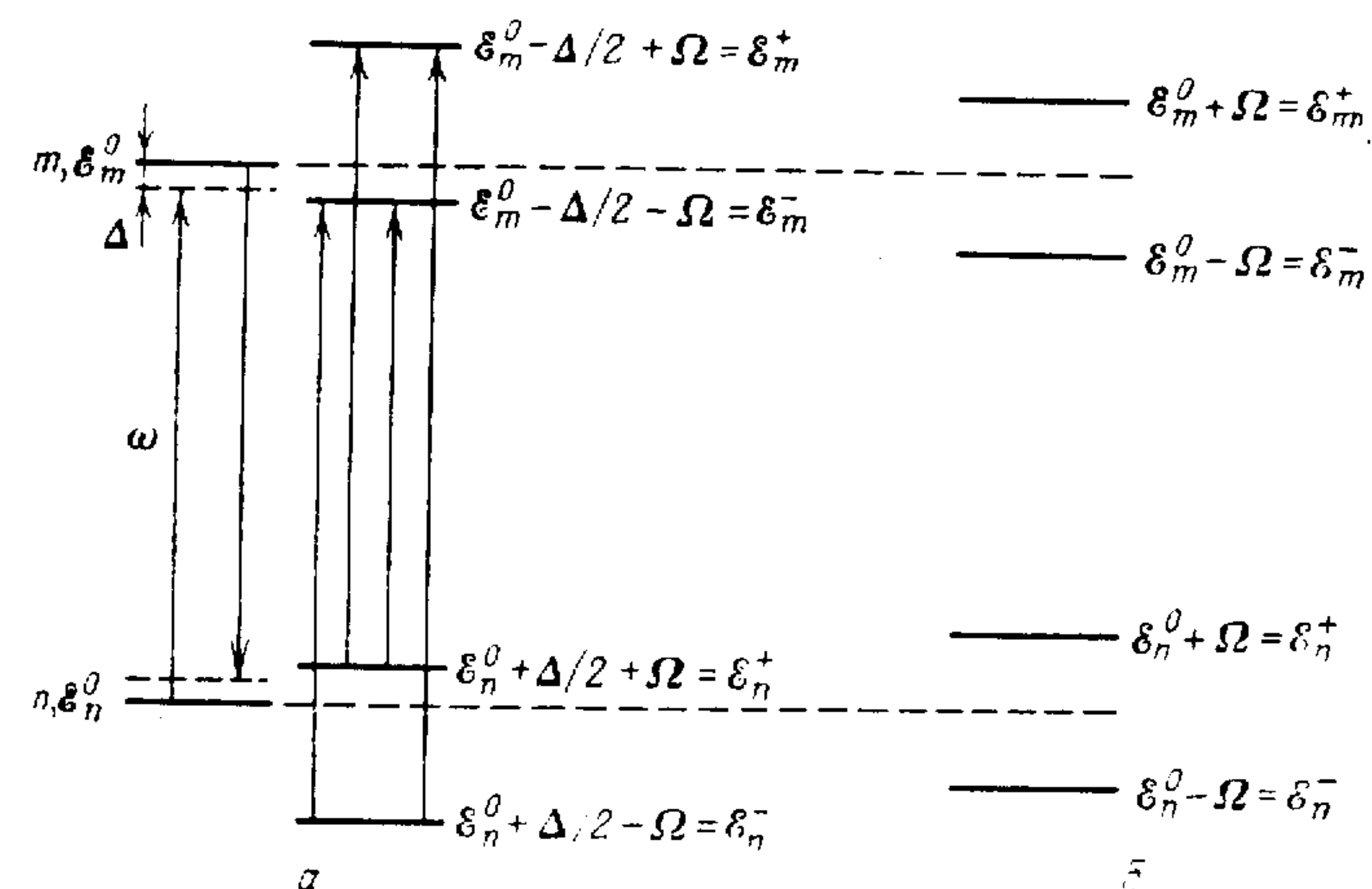
Второй предельный случай — мгновенное включение поля: $E = 0$ при $t < 0$; $E = E_0$ при $t = 0$, т. е. $t \ll \tau$. В этом случае оказывается, что $W_{nm} = f(t)$, причем эта зависимость носит осцилляторный характер. Из (3) можно увидеть, что вероятность пропорциональна величине $\sin^2(\Omega t) = (1/2)(1 - \cos(2\Omega t))$, т. е. она осциллирует с частотой 2Ω , изменяясь от нуля до максимального значения. Легко видеть, что тот же вывод следует и в том случае, когда электрон в начальный момент времени $t = 0$ находится в состоянии m . При выполнении условия $\Delta \ll V_{mn}^{(1)}$ среднее значение вероятности за много осцилляций с частотой Раби так же, как и в предыдущем случае, равно $1/2$.

Таким образом, резонанс в сильном поле при мгновенном режиме включения поля приводит к осцилляциям электрона между состояниями n и m двухуровневой системы с частотой 2Ω . В соответствии с соотношениями (4) и (5) частота осцилляций (частота Раби) тем больше, чем больше напряженность внешнего поля E и чем больше расстройка резонанса Δ . Из соотношения (5) легко оценить, что при атомной напряженности поля частота Раби порядка атомной частоты $\omega_a \sim 1/\tau_a$, где τ_a — атомное время. Это, конечно, верхняя оценка частоты Раби, в реальных случаях частота Раби меньше (некоторые оценки сделаны в п. 4).

При мгновенном включении внешнего поля волновая функция двухуровневой системы в сильном резонансном поле может быть представлена как суперпозиция четырех стационарных состояний, изображенных на рис. 3. Из рис. 3 видно, что частота Раби $2\Omega = d_{mn}E$ представляет собой величину расщепления исходного состояния.

Стационарные состояния квантовой системы + поле $\mathcal{E}_{nm}^{+,-}$ принято называть квазиэнергетическими состояниями (квазиэнергиями)²⁾.

Наконец, надо отметить, что из (3) при больших расстройках резонанса и слабых полях, когда выполняется неравенство обратного знака, по сравнению с рассмотренным выше, т. е. $|\Delta| > V_{mn}^{(1)} = d_{mn}E$, следует, что амплитуда перехода электрона из



3. Квазиэнергии $\mathcal{E}_{n,m}^{+,-}$ четырех состояний, суперпозицией которых является волновая функция ψ двухуровневой системы в сильном резонансном поле при мгновенном включении поля: а — расстройка резонанса ($\Delta \neq 0$); б — точный резонанс ($\Delta = 0$)

начального состояния n в состояние m описывается выражениями, аналогичными тем, которые были получены в лекции 4 в рамках нестационарной теории возмущений. При фиксированной расстройке Δ написанное выше неравенство является критерием слабости внешнего поля в рамках рассмотренной выше модельной задачи.

Резюмируя выводы, следующие из рассмотрения модельной задачи, отметим основной из них: в случае сильного внешнего поля и наличия резонанса ($\Delta \ll dE$) электрон осциллирует между резонансными состояниями с частотой Раби 2Ω , а в среднем, за много периодов осцилляций, с равной вероятностью находится в этих состояниях.

2. Многофотонный резонанс. Рассмотрение той же модельной задачи для случая многофотонного резонанса $K\omega \approx \omega_{mn}$ показывает, что динамика системы при включении резонансного поля качественно аналогична. Количественное отличие состоит в замене частоты Раби 2Ω многофотонной частотой Раби, в которой матричный элемент первого порядка $V_{mn}^{(1)} \propto E$ заменяется на многофотонный матричный элемент K -го порядка $V_{mn}^{(K)} \propto E^K$ [2].

3. Практическая реализация резонанса в поле лазерного излучения. Обратимся теперь к реальному случаю — реальной квантовой системе (атому, молекуле) и полю лазерного излучения и сопоставим реальный случай с модельной задачей.

Реальный атом (молекула) имеет два важных отличия от рассмотренной выше двухуровневой модели. Первое отличие — наличие кроме двух (резонансных) состояний других связанных и свободных состояний электрона. Второе отличие — наличие конечных ширин резонансных состояний. Реальное поле лазерного излучения, в отличие от модельного, квазимонохроматично. Рассмотрим последовательно влияние этих свойств реальной системы и реального поля.

Обратимся сначала к реальной квантовой системе.

Наличие других (помимо резонансных) связанных и свободных состояний приводит, при включении внешнего поля резонансной частоты ω , к появлению нерезонансной динамической поляризуемости (лекция 3), т. е. к нерезонансному изменению энергий (сдвигу) исходных состояний (уровней). Из материала лекции 3 следует, что нерезонансное изменение энергии $\delta\mathcal{E} \propto E^2$. Сопоставляя зависимость изменения энергии в нерезонансном (пропорционально E^2) и резонансном (пропорционально E^k) случаях, видим, что резонансное взаимодействие доминирует при однофотонном (пропорционально E) и двухфотонном (E^2) резонансах и меньше при трех- и многофотонном резонансе. (Напомним, что поле во всех этих состояниях есть малый параметр, оно измеряется в атомных единицах, а потому при $E < E_a$ всегда $E < 1$.)

Другим важным обстоятельством является возможность выделения двухуровневой системы в реальном случае, т. е. отсутствие примеси третьих состояний. Это вопрос количественный, так как все сказанное выше справедливо для любых расстройок $\Delta = |\omega - \omega_{mn}|$, значения которых удовлетворяют условию реализации резонансного приближения (2). Очевидно, что в реальном атоме (молекуле) условие (2) — $\Delta \ll \omega$ — всегда может выполняться при фиксированном ω для ряда состояний. Условие выделения двухуровневой системы (двухуровневого атома) достаточно очевидно — расстройки резонансов для третьих уровней должны быть гораздо больше, чем расстройка для фиксированного уровня ($\Delta_{in} \gg \Delta_{mn}$). Количественное применение этого неравенства требует учета реальных резонансных ширин.

Существенным отличием реального атома (молекулы) от модельной задачи, рассмотренной выше, является наличие в реальном случае конечных ширин Γ у резонансных состояний. Это означает, что реально нет случая точного резонанса ($\Delta = 0$), всегда расстройка не может быть меньше Γ . Основные соотношения, приведенные выше для модельной задачи (2) — (4), остаются справедливыми при $\Delta \gtrsim \Gamma$. Отметим, что в зависимости от конкретной ситуации (от E , ω) ширина Γ_{mn} может носить как естественный, так и вынужденный (например, ионизационный) характер.

Наличие ширин у резонирующих уровней позволяет ввести количественный критерий сильного поля для реальной двухуровневой системы. Рассмотрим простейший случай, когда состояние n — основное, а ширина состояния m — естественная (γ_m). Оче-

видно, что резонансное перемешивание состояний n , m будет доминировать в том случае, когда этот процесс успешно конкурирует со спонтанным распадом состояния m . Для этого необходимо, чтобы частота Раби была больше естественной ширины состояния m , т. е. выполнялось неравенство $\Omega \gg \gamma_m$ (или чтобы время перехода электрона между резонансными состояниями $1/\Omega$ было меньше естественного времени жизни $\tau \approx \gamma_m^{-1}$ возбужденного состояния). Так как частота Раби зависит от напряженности поля (см. формулы (4), (5)), то, в принципе, всегда можно найти такую напряженность поля, при которой Ω имеет заданное значение, например $\Omega = \gamma_m$ (или $1/\Omega \approx \tau$). Из этого равенства можно определить критическую напряженность поля: $E_{кр} = \gamma_m/d_{mn}$. Численные оценки показывают, что для не очень высоковозбужденных атомных состояний m критической является напряженность поля $E_{кр} \sim 10^2$ В/см³. При $E \gg E_{кр}$ поле сильное, возникает насыщение; при $E \ll E_{кр}$ поле слабое, доминирует спонтанная релаксация состояния m .

В случае точного резонанса ($\Delta = 0$), при критической напряженности поля $E = E_{кр}$, частота Раби $\Omega = \gamma_m$, где γ_m — естественная ширина уровня m . Численно это означает, что $\Omega \sim 10^{-3}$ см⁻¹ $\sim 10^7$ с⁻¹. Это, очевидно, нижняя оценка частоты Раби. Верхняя оценка была сделана выше — при $\Delta = 0$ и $E = E_a$ величина $\Omega \sim 1/\tau_a \sim 10^{17}$ с⁻¹. Таким образом, частота Раби по порядку значения лежит в пределах $10^7 \leq \Omega \leq 10^{17}$ с⁻¹. С такой частотой осциллирует электрон между резонансными состояниями. Отметим, что, как видно из этих оценок, частота Раби может быть как меньше, так и больше частоты внешнего поля, под действием которого осциллирует электрон.

Обратимся теперь к реальному полю лазерного излучения. Квазимонохроматичность лазерного излучения приводит к появлению еще одной ширины — ширины спектра излучения $\Delta\omega$. Отметим, что при импульсном режиме генерации ширина спектра $\Delta\omega$ связана с длительностью импульса излучения T соотношением $\Delta\omega \gtrsim 1/T$. Немонохроматичность $\Delta\omega$ входит во все соотношения, написанные выше для модельной задачи, наравне с шириной резонанса Γ . Соответственно в соотношениях (2) — (4) определяющей является максимальная из трех величин Δ , Γ и $\Delta\omega$.

При импульсном режиме генерации лазерного излучения можно количественно сформулировать критерий мгновенного и адиабатического включения возмущения. Качественное различие между этими случаями очевидно: если за время включения поля δT (время нарастания импульса излучения во времени) электрон не совершает переходов между резонансными состояниями, то квантовая система воспринимает внешнее поле как включенное мгновенно; если происходит много переходов — действие поля носит адиабатический характер. Согласно соотношению неопределенности энергия — время ($\Delta\tau \cdot \Delta\mathcal{E} \sim 1$) переходы $n \rightarrow m$ должны происходить за время $\Delta\tau \lesssim 1/\Delta$, где $\Delta = \delta\mathcal{E}$ — расстройка резонанса. Таким образом, условие мгновенности включения имеет вид $\delta T \ll$

$\ll \tau \ll 1/\Delta$, т. е. $\delta T \cdot \Delta \ll 1$. Так как в реальном случае наравне с Δ надо учитывать Γ и $\Delta\omega$, то обобщенное условие мгновенности включения поля имеет вид

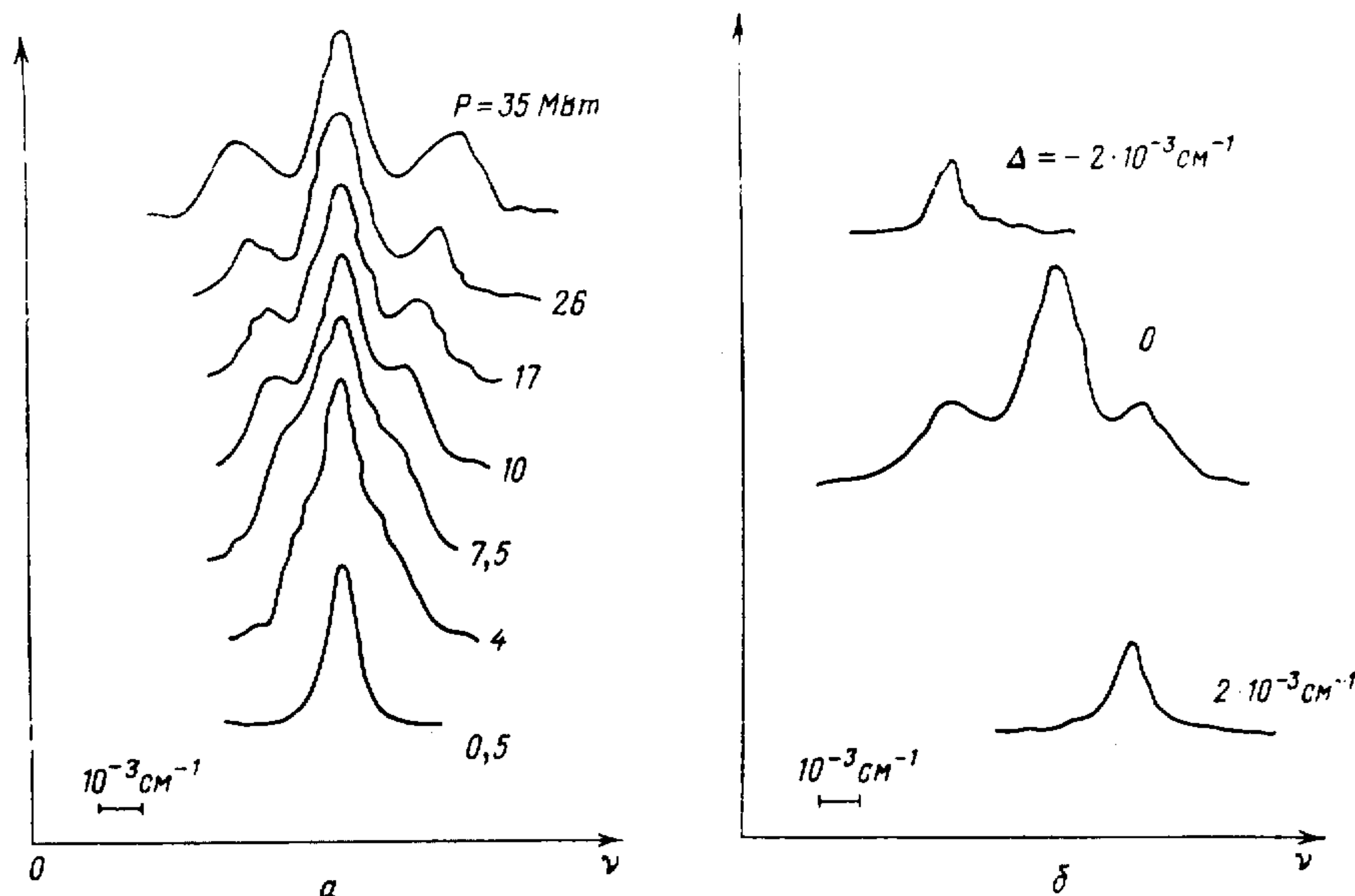
$$\max(\Delta, \Gamma, \Delta\omega)\delta T \ll 1. \quad (6)$$

Соответственно неравенство, обратное (6), есть условие адиабатического включения:

$$\max(\Delta, \Gamma, \Delta\omega)\delta T \gg 1. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) позволяют для конкретных условий эксперимента с импульсным излучением определить характер его взаимодействия с резонансной системой⁴). Очевидно, что действие непрерывного лазерного излучения эквивалентно случаю адиабатического включения.

Эффект расщепления резонансных состояний в сильном поле впервые наблюдался при резонансном возбуждении молекулярных состояний полем СВЧ-диапазона частот, а в дальнейшем — при возбуждении атомных состояний полем лазерного излучения. В качестве примера можно привести эксперимент [4], в котором возбуждался переход между состояниями сверхтонкой структуры $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ в спектре атома натрия одночастотным излучением



4. Результаты эксперимента по наблюдению резонансной флуоресценции в сильном внешнем поле: а — спектр флуоресценции при различных значениях мощности лазерного излучения, б — спектр флуоресценции при различных расстройках резонанса Δ

лазера на красителе. Наблюдался спектр резонансной флуоресценции при различных значениях мощности лазерного излучения.

Результаты эксперимента приведены на рис. 4. Видно, что по мере возрастания напряженности поля излучения, а при большой напряженности — по мере настройки резонанса кроме основного максимума, соответствующего спонтанной релаксации состояния $3P_{3/2}$, появляются симметричные сателлиты со стороны меньших и больших частот — квазиэнергетические компоненты. Количественный анализ результатов этого эксперимента показал, что расчеты по соотношениям (2) — (4) хорошо описывают реальную ситуацию.

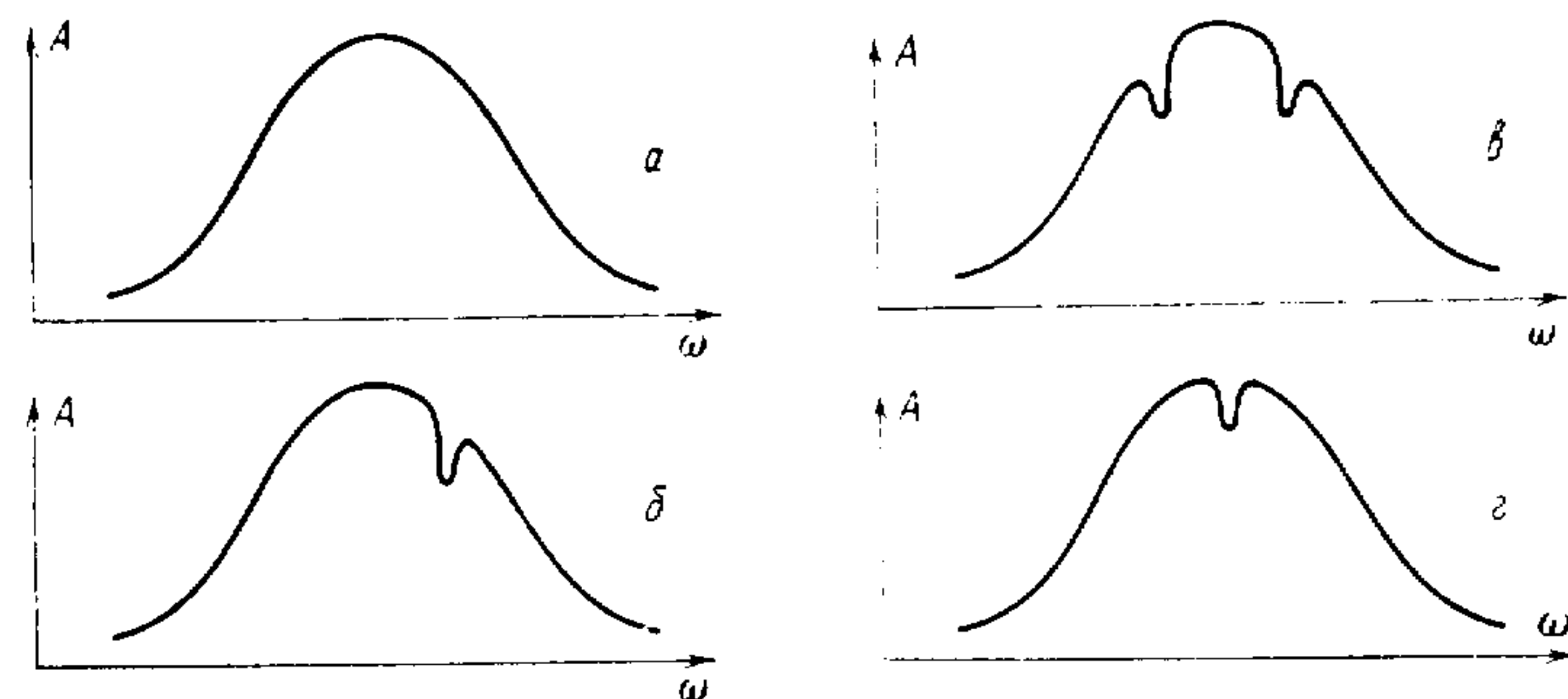
4. Эффект насыщения в лазерной спектроскопии. Основным препятствием к высокому разрешению при спектроскопии в газах является доплеровское уширение линии поглощения. Как уже упоминалось выше, в лекции 4, при типичных экспериментальных условиях доплеровское уширение на два порядка величины превышает естественную ширину линии. Одним из эффективных методов спектроскопии с разрешением, превышающим доплеровское уширение (спектроскопия внутридоплеровского контура), является реализация эффекта насыщения на резонансном переходе.

Рассмотрим атомарный газ при температуре T , на который падает плоская монохроматическая волна частоты ω с волновым вектором $\mathbf{k}$. Выберем частоту ω равной частоте перехода ω_{mn}^0 в изолированном неподвижном атоме. Какие атомы из облучаемого газа будут поглощать излучение? Очевидно, лишь те, для которых проекция скорости v_k на направление вектора $\mathbf{k}$ будет равна нулю. Условие $v_k = 0$ означает, что атомы движутся в направлении, перпендикулярном вектору $\mathbf{k}$. Для остальных атомов из-за эффекта Доплера частота перехода $\omega_{mn} = \omega_{mn}^0 (1 \pm v_k/c)$, т. е. $\omega_{mn} \neq \omega$, и они возбуждаться не будут. Эти атомы можно возбудить лишь на частотах $\omega \leq \omega_{mn}^0$.

Если изменять частоту волны ω в окрестности ω_{mn}^0 в интервале $\delta\omega \geq \Gamma_d$, где Γ_d — доплеровская ширина, то можно, очевидно, последовательно возбуждать все атомы. Результатом опыта, в котором последовательно изменяется частота излучения ω и наблюдается поглощение этого излучения, будет, очевидно, доплеровский контур перехода $n \rightarrow m$. Частота перехода ω_{mn}^0 может быть, таким образом, измерена лишь с точностью до Γ_d .

Будем теперь облучать газ двумя различными излучениями. Во-первых, тем же монохроматическим излучением на частоте ω , достаточно большой интенсивности, чтобы при его поглощении на переходе $n \rightarrow m$ возникало насыщение. Во-вторых, используем вспомогательное немонахроматическое излучение малой интенсивности с широким спектром, таким, что $\Delta\omega > \Gamma_d$, а центральная частота $\omega_i \approx \omega_{mn}$. Поглощение немонахроматического излучения будет происходить очевидно на всем доплеровском контуре перехода $n \rightarrow m$. Воздействие монохроматического излучения частоты ω будет наблюдаться в виде провала на доплеровском контуре (рис. 5). Действительно, действие интенсивного излучения на

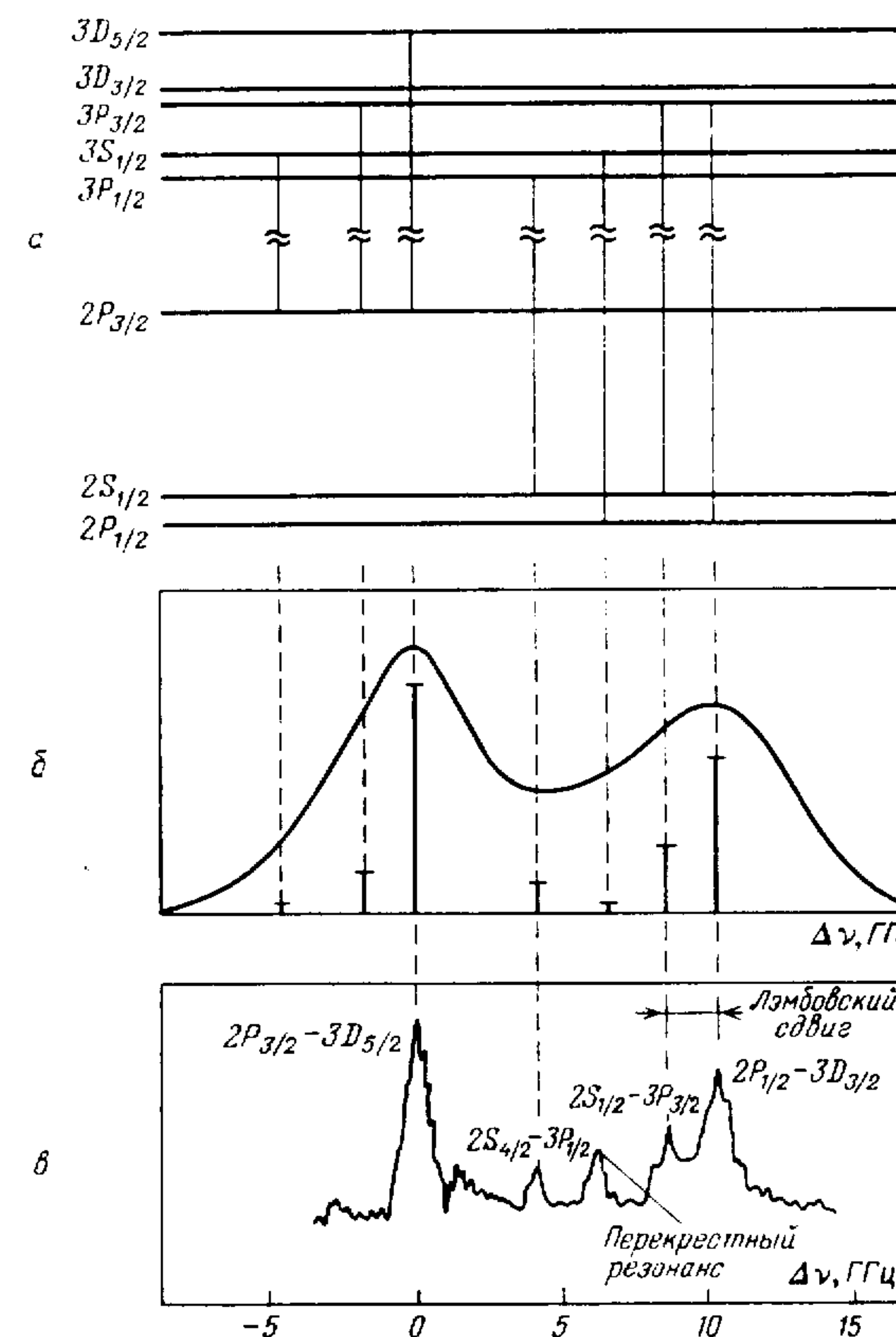
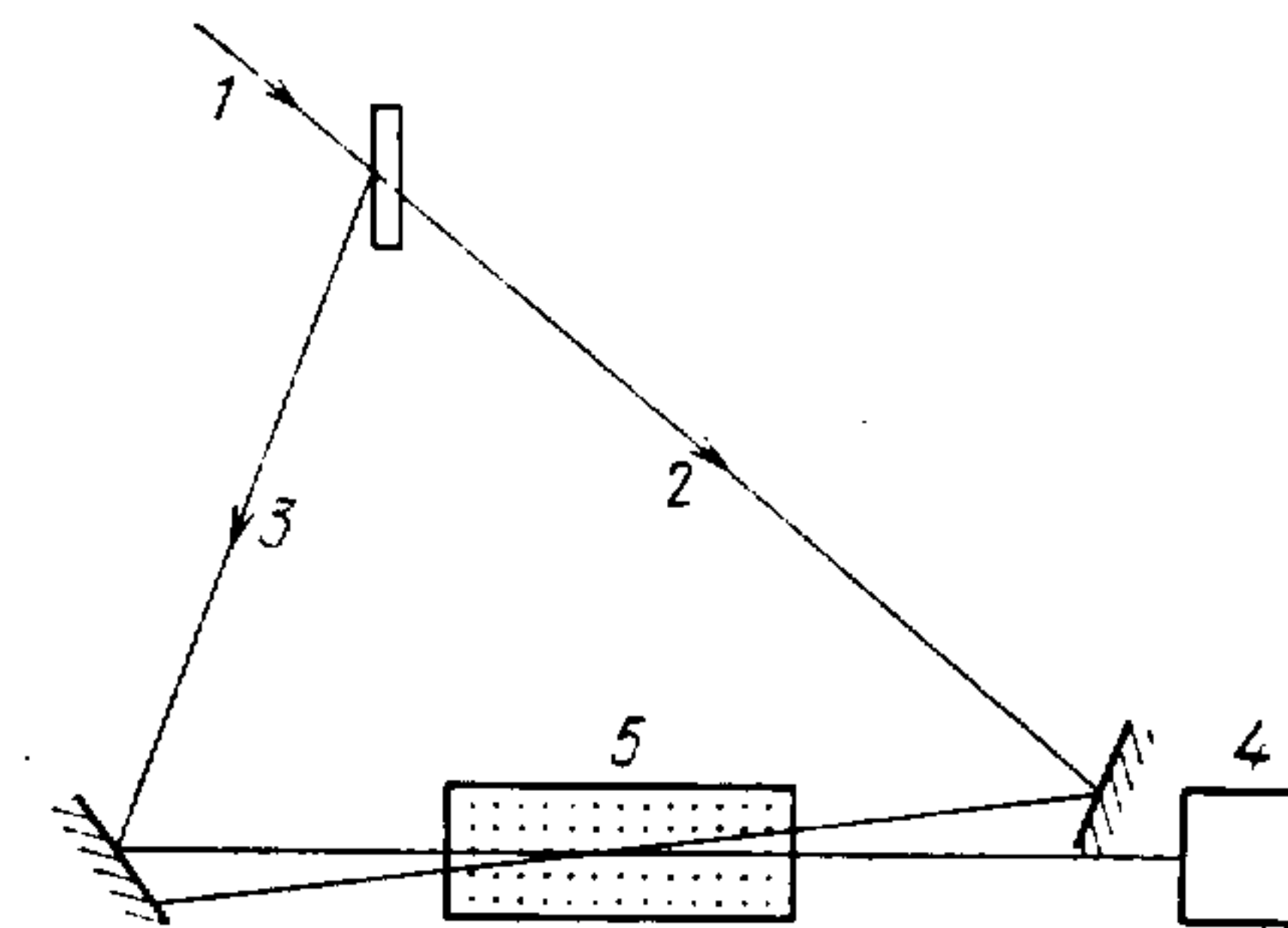
частоте ω приводит к насыщению перехода $n \rightarrow m$ в тех атомах, для которого $\omega \approx \omega_{mn}$. Таким образом, в этих атомах заселенность состояния n уменьшается и, следовательно, уменьшается поглощение вспомогательного излучения с широким спектром на этой частоте. Ширина этого провала будет порядка Ω . Глубина этого провала в пределе полного насыщения (когда частота Раби $\Omega > \gamma_m$) будет достигать половины поглощения на данной частоте в отсутствие сильного поля. Действительно, при насыщении перехода на частоте ω в сильном поле заселенности состояний n и m равны, т. е. число атомов, находящихся в исходном состоянии n и могущих поглощать излучение, равно $1/2$ от числа атомов в этом состоянии в условиях, когда отсутствует сильное поле. В научной литературе этот провал принято называть *провалом Беннета*. В соответствии с результатами обсуждения предыдущего опыта очевидно, что, изменяя частоту ω сильного поля, можно наблюдать провал Беннета на любой частоте в пределах доплеровского поглощения немонахроматического излучения.



5. Доплеровский контур линии поглощения в газе: а — в отсутствие сильного резонансного поля; б — при наличии сильно резонансного поля частоты ω ; в — при наличии двух встречных волн частоты ω ; г — при наличии двух встречных волн частоты $\omega = \omega_{mn}^0$

Еще раз изменим условия эксперимента — заменим бегущую волну частоты ω на стоячую волну той же частоты. Известно, что стоячую волну можно представить как сумму двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу. Будем изменять частоту стоячей волны и представлять результат ее действия как результат действия двух встречных бегущих волн одинаковой частоты. Действие каждой из них приведет к появлению провала Беннета на частоте, отличающейся от частоты ω_{mn}^0 на одну и ту же величину $\Delta\omega$ с разным знаком, т. е. на частотах $\omega_{mn}^0 \pm \Delta\omega$. Таким образом, действие стоячей волны приведет к появлению двух провалов Беннета⁵). Очевидно, что в случае, когда будет реализована частота $\omega = \omega_{mn}^0$, эти провалы сольются в один (см. рис. 5). Это так называемый *провал Лэмба*. Ширина провала Лэмба равна ширине провала Беннета, т. е. порядка Ω .

6. Схема опыта по внутридоплеровской спектроскопии насыщения: 1 — пучок излучения лазера на красителе с изменяемой частотой генерации ω , 2, 3 — пучки излучения высокой интенсивности, 4 — детектор, 5 — кювета с исследуемым газом



7. Экспериментальные данные, полученные методом внутридоплеровской спектроскопии насыщения для наблюдения тонкой структуры линии H_α в водороде [7]: а — схема уровней; б — случай спектроскопии при наличии доплеровского уширения; в — случай внутридоплеровской спектроскопии насыщения

Таким образом, наблюдая провал Лэмба, можно регистрировать энергию перехода $n \rightarrow m$ с разрешением порядка Ω при наличии мишени в виде газа. Из материала, приведенного выше, в пп. 1 и 3, следует, что в точном резонансе ($\Delta \lesssim \gamma_m$) при напряженности поля $E \sim E_{кр}$ частота Раби $\Omega \sim \gamma_m$. Таким образом, в таких оптимальных условиях энергию перехода $n \rightarrow m$ можно регистрировать с точностью до естественной ширины атомных уровней γ_m . Регистрация провала Лэмба является одной из конкретных реализаций спектроскопии внутридоплеровского контура — *внутридоплеровской спектроскопией насыщения* [5, 6].

При практической реализации внутридоплеровской спектроскопии насыщения нет необходимости ни в излучении с широким спектром, ни в стоячей волне. На оптическую кювету с исследуемым газом направляются два встречных пучка от лазера на красителе с изменяемой частотой генерации. Один из пучков имеет большую интенсивность, достаточную для насыщения резонансного перехода. Другой пучок имеет малую интенсивность, недостаточную для насыщения; его поглощение в газе регистрируется детектором. На всех частотах $\omega \neq \omega_{mn}^0$ провал Беннета, возникающий под действием сильной волны, и поглощение слабой волны происходят на различных атомах. При этом наблюдается поглощение слабой волны, соответствующее доплеровскому контуру. При $\omega = \omega_{mn}^0$ одни и те же атомы поглощают излучение из обеих волн. Это приводит к уменьшению поглощения слабой волны из-за насыщения перехода в поле сильной волны. Схема типичной реализации такого метода приведена на рис. 6, а результат одного из просто интерпретируемых экспериментов — на рис. 7.

* * *

Из проведенного в этой лекции обсуждения резонанса в сильном внешнем поле видно, что физическая сущность возникающих явлений совершенно иная по сравнению со случаем слабого внешнего поля, рассмотренного в лекции 4. Основным эффектом в случае сильного поля — это эффект насыщения, равенство вероятностей нахождения электрона в начальном и возбужденном состояниях. Количественный критерий сильного поля, полученный для реальной квантовой системы (для атомов, молекул) и реального лазерного излучения, показывает, что поле лазерного излучения при однофотонном резонансе практически всегда является сильным, так что явление насыщения легко осуществить на практике. Явление насыщения лежит в основе многих физических явлений, которые будут обсуждаться в дальнейшем, и широко используется в приложениях.

В этой лекции мы оставались в рамках резонанса (в том числе и многофотонного) с двухуровневой системой. Надо обратить внимание, что качественно аналогичные явления имеют место и в том случае, когда резонанс возникает с трехуровневой (или

многоуровневой) системой. Одной из реалистичных моделей является трехуровневая (n, m, l) ангармоничная система $\omega_{mn} \neq \omega_{lm}$ в двух полях с резонансными частотами $\omega_1 \approx \omega_{mn}$ и $\omega_2 \approx \omega_{lm}$. Это модель процесса резонансного вынужденного комбинационного рассеяния (лекция 10) и процесса каскадной оптической накачки. В такой системе возникают нетривиальные условия реализации максимальной заселенности состояний m, n, l и инверсной заселенности на переходах $m \rightarrow n$ и $l \rightarrow m$ [8]. В качестве другой реалистичной модели можно указать на гармонический осциллятор (многоуровневую систему без ангармонизма) в резонансном поле ($\omega \approx \omega_0$). Это модель возбуждения сложных молекул в поле лазерного излучения [9].

В заключение обратимся к вопросу о роли эффекта насыщения в резонансной динамической поляризуемости атомов и молекул. Различные аспекты эффекта резонансной динамической поляризуемости уже обсуждались выше, в лекции 2 и в лекции 4. Здесь обратимся к эффекту изменения спектра связанных электронных состояний, возникающему в режиме мгновенного включения внешнего возбуждения. Изменение спектра означает изменение поляризуемости атома. Как следует из п. 2, исходное состояние расщепляется на квазиэнергетические состояния, причем в условиях точного резонанса ($\Delta = 0$) расщепление $\delta \mathcal{E} = 2\Omega = dE$. Эффект расщепления можно интерпретировать как сдвиг (изменение энергии) уровня, пропорциональный первой степени напряженности поля (линейный по полю). Этот эффект иногда именуется *оптическим эффектом Аутлера — Таунса* по аналогии с эффектом расщепления молекулярных уровней в поле радиочастотного диапазона, обнаруженного этими авторами [10]; иногда используется термин *линейный эффект Штарка* (лекция 3).

Как уже отмечалось в п. 2, при больших расстройках резонанса Δ и слабых полях E , когда $\Delta \gg dE$, изменение энергии перехода $n \rightarrow m$ описывается теорией возмущений аналогично тому, как это делалось в случае нерезонансного возмущения (в лекциях 2 и 3). Соответственно при этом изменение энергии уровней квадратично зависит от напряженности поля.

Таким образом, линейное по полю изменение энергии ($\delta \mathcal{E} \propto E$), реализующееся в условиях резонанса ($\Delta \lesssim dE$), переходит в квадратичное изменение энергии ($\delta \mathcal{E} \propto E^2$) в условиях отсутствия резонанса ($\Delta \gg dE$). (Иногда говорят о переходе линейного эффекта Штарка в квадратичный эффект Штарка.) Еще раз отметим, что два параметра, характеризующие поле излучения, определяют этот переход для фиксированной квантовой системы ($n, m; \omega_{mn}; d_{nm}$) — это частота ω и напряженность E поля излучения при $E > E_{кр}$.

В дальнейшем мы еще не раз будем встречаться с резонансным взаимодействием поля излучения с двухуровневой системой, в частности в лекции 15.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Квантовая система во внешнем сильном резонансном поле. Такая система в зарубежной научной литературе обычно называется «dressed atom» — атом, «одетый» полем (атом + поле). Это название хорошо отражает суть явления, состоящего в том, что в этом случае нельзя рассматривать отдельно квантовую систему и поле.

2. Квазиэнергия. Возникновение квазиэнергетических состояний математически есть следствие теоремы Флоке [2]. Уравнение Шредингера с периодическим возмущением

$$V(r, t) = V(r, t + 2\pi/\omega)$$

имеет частные решения вида

$$\begin{aligned}\psi_j(r, t) &= \exp(-i\mathcal{E}_j t) \varphi_j(r, t), \\ \varphi_j(r, t) &= \varphi_j(r, t + 2\pi/\omega),\end{aligned}$$

где $\mathcal{E}_j$ — квазиэнергии.

3. Критерий сильного (насыщающего) поля. Критическую напряженность внешнего поля будем искать, исходя из соотношения $\Omega = \gamma$, где Ω — частота Раби, а γ — естественная ширина уровня. Для не очень высоко-возбужденных атомных состояний справедлива численная оценка естественной ширины $\gamma \approx 10^{-3} \text{ см}^{-1} \approx 10^{-8} E_a$ (время жизни $\tau \approx 10^{-8} \text{ с} \approx 10^9 \tau_a$). Положим, что дипольный момент возбужденного атома $d \sim 1 \text{ Д}$ (дебай) $\sim 1 \text{ ат. ед.}$ Тогда из соотношения $\Omega = \gamma \approx dE$ следует $E \sim 10^{-8} E_a \approx 50 \text{ В/см.}$ Таким образом, критическая напряженность поля $E_{кр} \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$.

4. Режим включения поля импульсного лазерного излучения. Рассмотрим типичный импульсный режим лазерного излучения, обусловленный модуляцией добротности резонатора. В этом случае $\Delta T \sim 10^{-8} \text{ с.}$ Согласно выражению (6) для осуществления режима мгновенного включения необходимо выполнение условия

$$\max(\Delta, \Gamma, \Delta\omega) \ll 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

Это означает, что режим включения будет мгновенным лишь в случае использования одночастотного лазерного излучения ($\Delta\omega \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$) для состояния m с естественной шириной ($\Gamma \sim \gamma_m \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$) и при расстройке резонанса $\Delta \sim \gamma_m$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.— § 40.
2. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— Гл. 3.
3. См. [2], п. 1.3.4.
4. Hartig W., Rassmussen W., Schlieder R., Walter H. // Z. Phys.— 1976.— Bd 278A.— P. 205.
5. Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия: Пер. с англ./Под ред. И. И. Собельмана.— М.: Наука, 1985.— Гл. 3.
6. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.— Гл. 4.
7. Hänsch T., Nayfeh M., Lee S. et al. // Phys. Rev. Lett.— 1974.— V. 32.— P. 1336.
8. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Атомиздат, 1978.— § 9.4.
9. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопрцессы в атомах и молекулах.— М.: Наука, 1983.— Гл. 5.
10. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия: Пер. с англ./Под ред. Н. А. Ирисовой и Б. Д. Осипова.— М.: ИЛ, 1959.

Лекция 7. СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АТОМЫ И МОЛЕКУЛЫ

Двухступенчатая селективная фотоионизация атомов. Селективное воздействие лазерного излучения на молекулы. Нарушение селективности при фотовозбуждении атомов и молекул лазерным излучением

Общепринятый термин — селективное воздействие — не отражает оптимально суть проблемы, которой посвящена эта лекция. Селективное воздействие уже, по сути дела, обсуждалось выше с разных точек зрения в лекциях 4 и 6, посвященных резонансному взаимодействию. Из содержания этих лекций следует, что, используя высокомономохроматическое лазерное излучение с плавно изменяемой частотой, можно переводить квантовую систему из основного в практически любое возбужденное электронное состояние с предельным разрешением порядка естественной ширины этого состояния. Именно для подобных процессов наиболее подходит термин *селективное воздействие*. Проблема, которой посвящена эта лекция, носит более сложный характер: задача состоит в том, чтобы не только селективно воздействовать (возбудить в определенное электронное состояние), но и отделить тем или иным образом этот возбужденный атом от других невозбужденных атомов, например, путем ионизации возбужденного атома. Таким образом, простейшей моделью интересующего нас процесса является трехступенчатый процесс — селективное возбуждение квантовой системы, ионизация возбужденной системы, выделение ионов среди нейтральных частиц. Сущность такого процесса, очевидно, лучше отражает термин *селективное выделение*. Однако в дальнейшем мы все же будем использовать общепринятый термин *селективное воздействие*.

Одной из конкретных реализаций процесса селективного воздействия является лазерное разделение изотопов. Сама задача разделения изотопов уже давно носит важный прикладной характер. В качестве общеизвестного примера можно привести разделение изотопов урана с атомными массами 235 и 238, необходимое для реализации цепной реакции деления атомных ядер. Использование лазерного излучения по схеме селективное возбуждение — ионизация — отделение ионов от нейтральных частиц открыло новые возможности разделения изотопов. Лазерный метод основан не на различии масс ядер изотопов (как во всех других методах — термодиффузионном, электромагнитном, методе центрифуги), а на различии спектров возбужденных электронных состояний, обусловленном различием магнитного момента ядер разных изотопов данного элемента. Механический момент ядра, связанный с его магнитным моментом, складываясь с моментом электронной оболочки, определяет результирующий момент атома, определяющий спектр связанных электронных состояний. Различие в энергиях возбужденных электронных состояний (именуемое в научной литературе *сверхтонкой изотопической*

структурой спектра) имеет, как правило, весьма малую величину, сравнимую с естественной шириной возбужденных состояний. Поэтому для разделения изотопов требуется отсутствие эффекта Доплера и высокомонокроматическое лазерное излучение с изменяемой частотой, стабильной во времени. Однако все это чисто технические проблемы. Физической проблемой, которая и представляет собой предмет рассмотрения данной лекции, является оптимизация обоих процессов — возбуждения и ионизации. Рассмотрим эту проблему сначала для более простого случая — для селективного воздействия на атомы. В дальнейшем обратимся к молекулам.

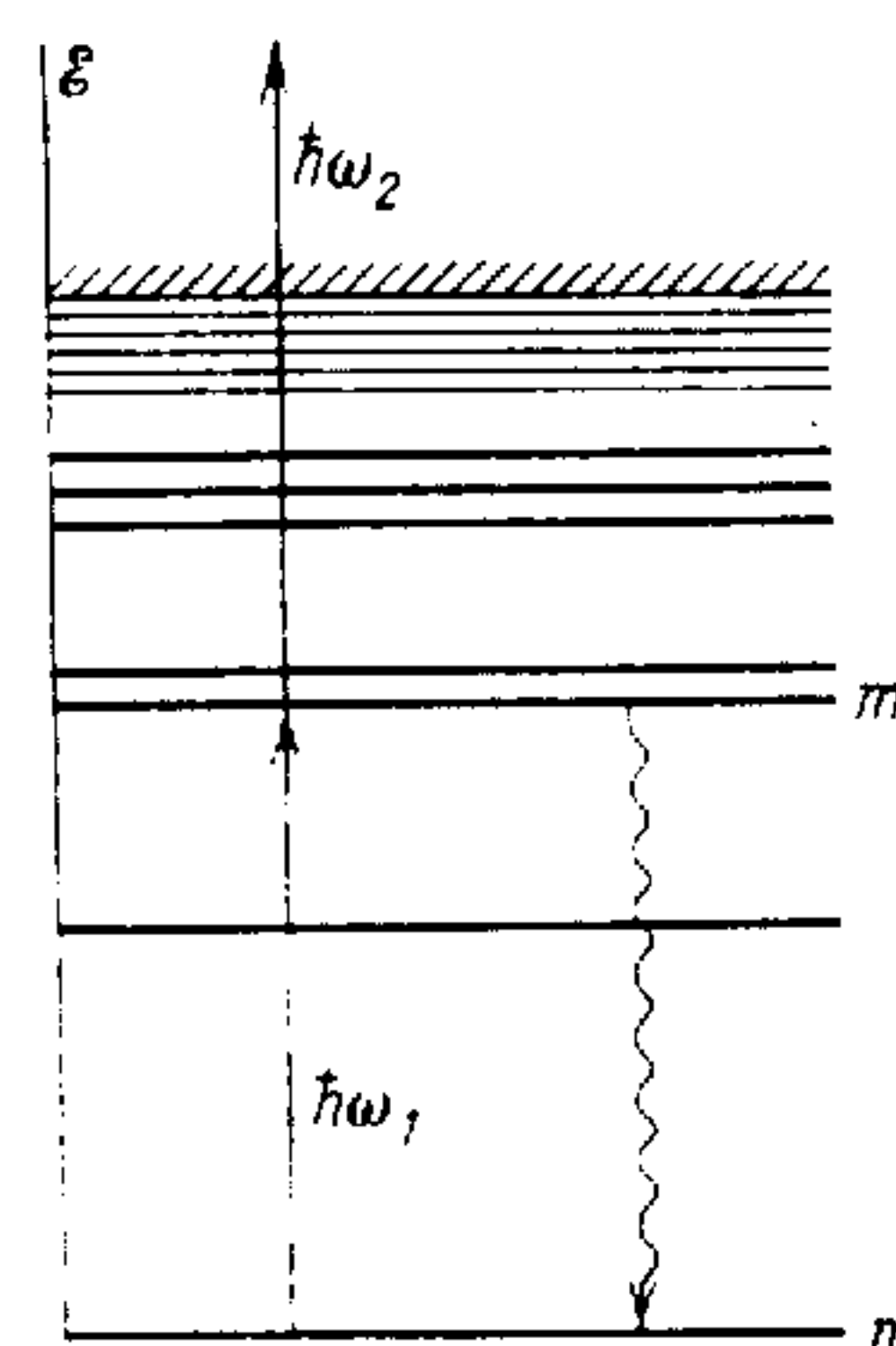
Однако, прежде чем перейти к обсуждению конкретной реализации процесса селективного воздействия лазерного излучения на атомы, необходимо сформулировать общие требования к свойствам исследуемой смеси атомов и лазерного излучения.

Во-первых, необходимо, чтобы в спектре поглощения выделенного атома A имелась частота ω_A , не перекрывающаяся с частотами ω_i в спектрах других атомов.

Во-вторых, необходимо использовать лазерное излучение с такой частотой ω , чтобы можно было резонансно возбудить фиксированную частоту ω_A , т. е. чтобы выполнялось условие $K\omega = \omega_A$.

В-третьих, необходимо, чтобы атом A , селективно возбужденный в состояние с энергией $\mathcal{E} = \omega_A$, оставался в этом состоянии достаточно большое время.

В-четвертых, необходимо, чтобы существовал физический процесс (например, ионизация), используя который, можно было



1. Схема процесса селективной двухступенчатой фотоионизации

бы перевести селективно возбужденный атом в такое состояние, которое можно выделить из смеси с невозбужденными атомами, например перевести атом в состояние иона.

Как будет видно из дальнейшего изложения, эти требования являются необходимыми, но не достаточными. В различных конкретных случаях к ним добавляются и другие требования, не носящие, однако, всеобъемлющего характера.

1. Двухступенчатая селективная фотоионизация атомов. Основные данные, характеризующие процессы резонансного возбуждения и фотоионизации, уже были приведены выше, в лекциях 4—6. Исходя из этих данных легко установить некоторые основные закономерности интересующего нас процесса.

Рассмотрим для сокращения математических выкладок наиболее простой случай двухступенчатого процесса, когда одним фотоном с энергией $\hbar\omega_1$ атом селективно возбуждается (первая ступень), а поглощение второго фотона с энергией $\hbar\omega_2$ приводит к ионизации возбужденного атома (вторая ступень) (рис. 1).

Для эффективного возбуждения атома из основного состояния n в возбужденное состояние m необходимо, чтобы вероятность вынужденного перехода $n \rightarrow m$ (т. е. вероятность возбуждения атома) в единицу времени w_{mn} была больше вероятности w_{nm} спонтанной релаксации атома из возбужденного состояния m в основное n :

$$(w_{mn})_{\text{возб}} > (w_{nm})_{\text{рел.}} \quad (1)$$

Это неравенство, очевидно, эквивалентно неравенству

$$\tau_{\text{возб}} < \tau_{\text{рел.}} \quad (2)$$

для времен возбуждения $\tau_{\text{возб}}$ и релаксации $\tau_{\text{рел.}}$. Соотношения (1) и (2) попросту означают, что атом должен быть быстро возбужден по сравнению с временем релаксации.

Расчеты вероятности резонансного однофотонного возбуждения атома проводятся по соотношению (5), приведенному в лекции 4. Типичное значение сечения однофотонного резонансного возбуждения атома $\alpha_{\text{рез}}^{(1)} \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^2$. Исходя из этой цифры легко оценить, что для выполнения неравенств (1), (2) требуется относительно очень небольшая интенсивность лазерного излучения, порядка $0,1 - 1,0 \text{ Вт/см}^2$.

Для эффективной ионизации атома, возбужденного в состояние m , необходимо, чтобы вероятность в единицу времени ионизации $w_{\mathcal{E}m}$ была также гораздо больше вероятности спонтанной релаксации атома из возбужденного состояния,

$$w_{\mathcal{E}m} > (w_{nm})_{\text{рел.}}, \quad (3)$$

т. е. выполнялось бы следующее неравенство между временами ионизации $\tau_{\text{ион}}$ и релаксации $\tau_{\text{рел.}}$:

$$\tau_{\text{ион}} < \tau_{\text{рел.}} \quad (4)$$

Таким образом, атом должен быть быстро ионизован по сравнению с характерным временем его релаксации.

В том случае, когда не требуется 100 %-ная эффективность процесса в целом, соотношение между $w_{\mathcal{E}m}$ и w_{mn} (т. е. между $\tau_{\text{ион}}$ и $\tau_{\text{возб}}$) может быть произвольным (предполагается, что по процессу возбуждения имеется насыщение). В случае необходимости максимально возможной эффективности надо обеспечить условие, когда процесс ионизации происходит быстро по сравнению с процессом возбуждения, т. е.

$$\tau_{\text{ион}} < \tau_{\text{возб}}, \quad (5)$$

$$w_{\mathcal{E}m} > (w_{mn})_{\text{возб.}} \quad (6)$$

При выполнении условий (5) и (6) насыщение не возникает, так как вероятность w_{nm} вынужденного перехода $m \rightarrow n$, приводящего к возникновению насыщения при $w_{nm} = w_{mn}$, гораздо меньше вероятности ионизации возбужденного атома.

При выполнении неравенств

$$w_{\mathcal{E}m} > w_{mn} > w_{nm} \quad (7)$$

или эквивалентных (7) неравенств

$$\tau_{\text{ион}} < \tau_{\text{возб}} < \tau_{\text{рел}} \quad (8)$$

в принципе можно обеспечить 100 %-ную эффективность двухступенчатого процесса возбуждения — ионизации. Это означает, что потери на релаксацию пренебрежимо малы и ионизируются практически все возбужденные атомы. При этом, конечно, надо, чтобы длительность импульса лазерного излучения имела достаточно большую величину, так чтобы выполнялось неравенство $\tau_{\text{л}} > \tau_{\text{возб}}$, если оба излучения на частотах ω_1 и ω_2 создаются одним излучением подкачки (два лазера на красителе, накачиваемые излучением одного импульсного лазера). Если используются два независимых лазера, то необходимо, чтобы достаточно велики были длительности их импульсов излучения ($\tau_{\text{л1}} > \tau_{\text{возб}}$; $\tau_{\text{л2}} > \tau_{\text{ион}}$).

В отличие от исключительно мягких требований, предъявляемых к интенсивности возбуждающего излучения, требование к интенсивности ионизирующего излучения гораздо более жесткое. Удовлетворение этого требования представляет собой основную трудность при осуществлении рассматриваемого процесса. Вероятность фотоионизации (однофотонной ионизации) рассчитывается по соотношению (3), приведенному в лекции 5. Хотя функциональная зависимость вероятности от интенсивности излучения в этом случае такая же, как и при однофотонном резонансном возбуждении, сечение этого процесса гораздо меньше сечения процесса возбуждения. Действительно, при фотоионизации из основного состояния эффективное сечение ($\alpha_0^{(1)} \sim 10^{-17} - 10^{-18} \text{ см}^2$) на четыре-шесть порядков величины меньше эффективного сечения для процесса резонансного возбуждения атома. Что касается фотоионизации из возбужденных состояний, то эффективные сечения уменьшаются по мере уменьшения энергии связи электрона, т. е. чем выше расположено данное состояние в спектре. Для атома водорода и высоковозбужденных, а потому водородоподобных состояний сложных атомов справедлива формула Крамерса¹⁾, согласно которой сечение фотоионизации из состояния n весьма резко зависит от главного квантового числа состояния n :

$$\alpha_n^{(1)} \propto n^{-5}. \quad (9)$$

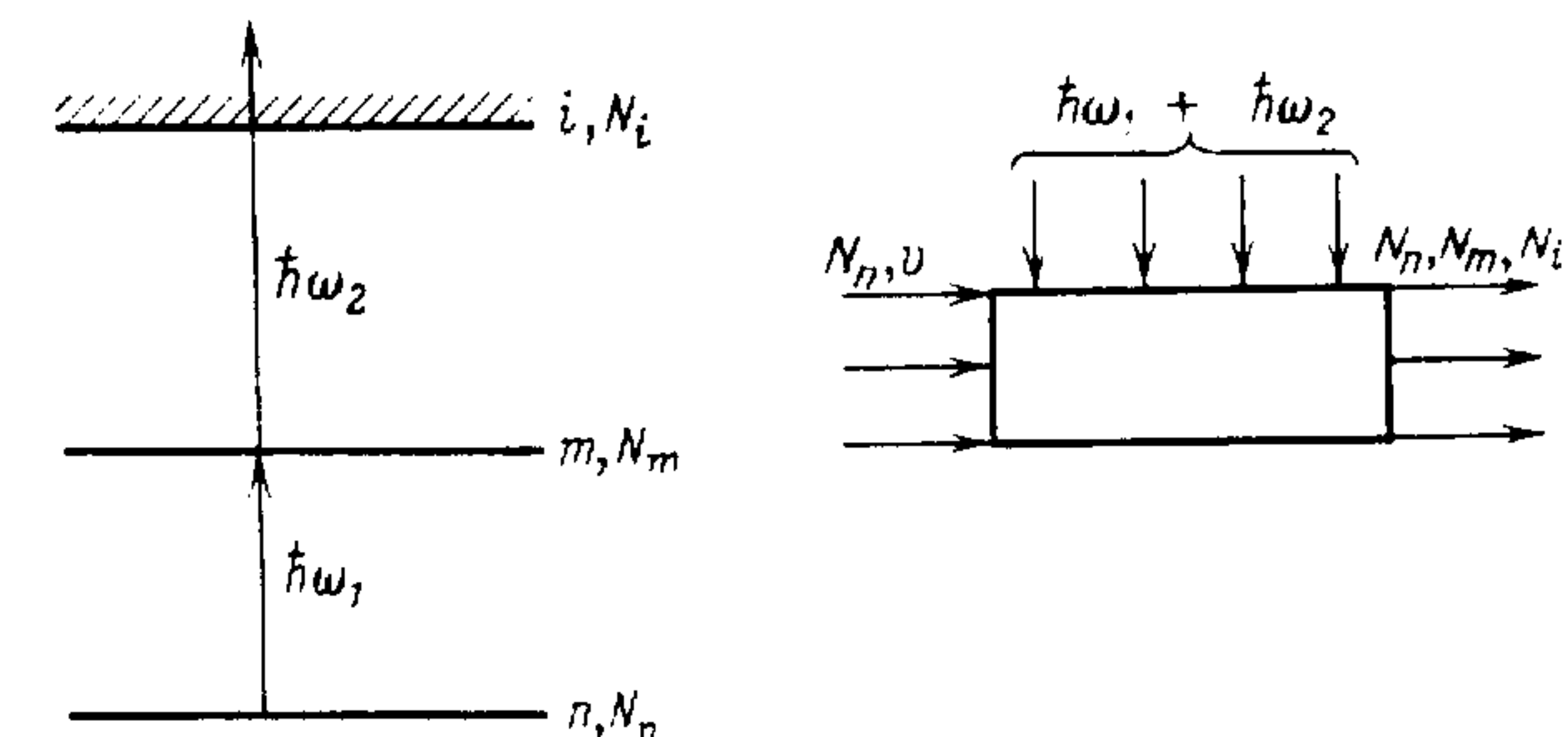
Исходя из приведенного выше значения $\alpha_0^{(1)}$ и соотношения (9) легко оценить, что для выполнения обязательных условий (3), (4) необходима интенсивность излучения больше 10^8 Вт/см^2 (т. е. напряженность поля больше 10^6 В/см)²⁾. Видно, что это очень большая величина по сравнению с интенсивностью излучения, необходимой для эффективного возбуждения атома.

Возникающая проблема носит, однако, не только технический характер, связанный с необходимостью создания достаточно мощного лазера для ионизации возбужденных атомов. Принципиальная сущность этой проблемы состоит в том, что под действием

сильного ионизирующего поля спектр атома может быть возмущен, энергии связанных электронных состояний могут быть изменены из-за динамической поляризуемости атома (лекция 3). Это надо принимать во внимание при осуществлении резонансного возбуждения атома. Разработаны различные методы, позволяющие обойти эту трудность, но только за счет усложнения всей схемы эксперимента [1].

Один из таких методов — многоступенчатое возбуждение атома в высоковозбужденные (ридберговские) связанные состояния³⁾ и ионизация ридберговского атома в постоянном поле [2]. Процесс ионизации при этом носит характер надбарьерного развала атома (лекция 5). Для того чтобы при этом ограничиться практически достижимой напряженностью постоянного поля в несколько тысяч вольт на сантиметр, оказывается необходимым возбудить атом в состояние с главным квантовым числом $n \gtrsim 10^4$. Соответственно приходится заменить одну ступень возбуждения лазерным излучением видимого диапазона частоты тремя ступенями, используя три высокомономатичных и хорошо стабилизированных по частоте лазера на красителе. Разработаны и другие методы, например, возбуждение атома в автоионизационное состояние [1, 2].

При практической реализации метода селективного воздействия оказывается необходимым учесть и ряд других факторов, так, например, объем пространства, в котором реализуется необходимая интенсивность лазерного излучения и скорость движения атомов. До сих пор обсуждалась модельная задача, в которой объектом являлся один атом. В реальном эксперименте объектом воздействия является атомный пучок или даже газ. Для описания селективного воздействия на ансамбль атомов приходится рассматривать кинетику всех процессов, приводящих к образованию ионов.



2. Схема, иллюстрирующая процесс селективной двухступенчатой фотоионизации атомов в пучке

Для примера рассмотрим простейший двухступенчатый процесс, который осуществляется путем воздействия лазерного излучения на пучок атомов (рис. 2). Как уже обсуждалось выше, в лекции 4, при поперечном распространении излучения и ато-

мов линейный эффект Доплера отсутствует. Если дополнительно предположить, что атомный пучок для лазерного излучения является оптически тонкой мишенью⁵⁾, то результаты рассматриваемого эксперимента можно описать следующей системой скоростных уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} N_n(x) &= (N_m - N_n) w_{mn} + \frac{N_m}{\tau_m} - v \frac{\partial}{\partial x} N_n, \\ \frac{\partial}{\partial t} N_m(x) &= (N_n - N_m) w_{mn} - \frac{N_m}{\tau_m} - N_m w_{im} - v \frac{\partial}{\partial x} N_m, \\ \frac{\partial}{\partial t} N_i(x) &= N_m w_{im} - v \frac{\partial}{\partial x} N_i,\end{aligned}\quad (10)$$

где N_n , N_m , N_i — плотности атомов (в основном n и возбужденном m состояниях) и ионов (i), v — скорость движения атомов.

Аналогичные системы уравнений можно записать и для более сложных случаев, например для мишени в виде газа из сталкивающихся атомов. Подстановка в системы уравнений типа (10) значений параметров, характеризующих различные процессы, позволяет оптимизировать условия проведения эксперимента, учесть основные процессы, ведущие к потере селективности, и определить такие важные характеристики эксперимента, как полное число выделенных ионов, коэффициент разделения изотопов, квантовую эффективность процесса [1, 2].

Отметим здесь лишь такую интегральную характеристику метода, как энергозатраты на разделение и выделение единицы массы заданного изотопа. Так, для разделения и выделения одного моля вещества в оптимальных условиях требуется порядка 10^{24} квантов (для одного грамма $N_A \hbar \omega / m$, где N_A — постоянная Авагадро, m — атомная масса). Это означает, что энергозатраты на 1 г вещества составляют энергию лазерного излучения порядка 10^3 Дж.

Выше не обсуждалась стадия выделения образованных ионов из массы газа (пара) и процедура их сбора на детектор. Так как речь идет о ионах, то очевидно, что нет никаких принципиальных или технических трудностей при их ускорении в постоянном электрическом поле, фокусировке и сборе на коллектор. Исключение составляет лишь процесс потери селективности при столкновении ионов с нейтральными атомами, ограничивающий сверху плотность и размер используемой мишени⁴⁾.

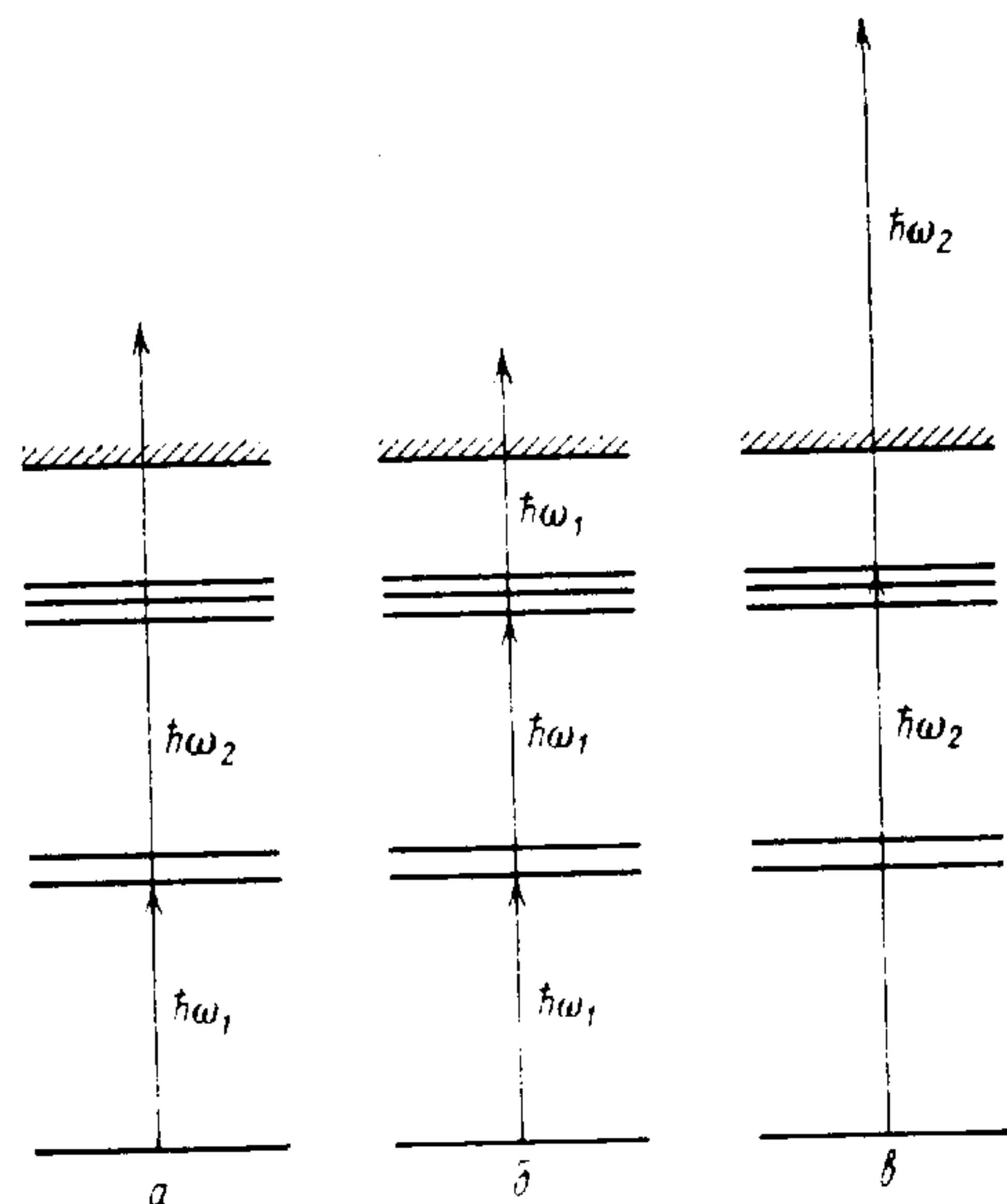
Лазерный метод разделения изотопов различных атомов нашел широкое применение в практике. Использование двухступенчатого процесса резонансного возбуждения и фотоионизации возбужденного атома позволило осуществить разделение изотопов урана, кальция, ряда лантанидов и других атомов [3].

2. Селективное воздействие лазерного излучения на молекулы. В том случае, когда объектом селективного воздействия является молекула, а не атом, возникает ряд затруднений, снижающих эффективность воздействия. Первое затруднение — более

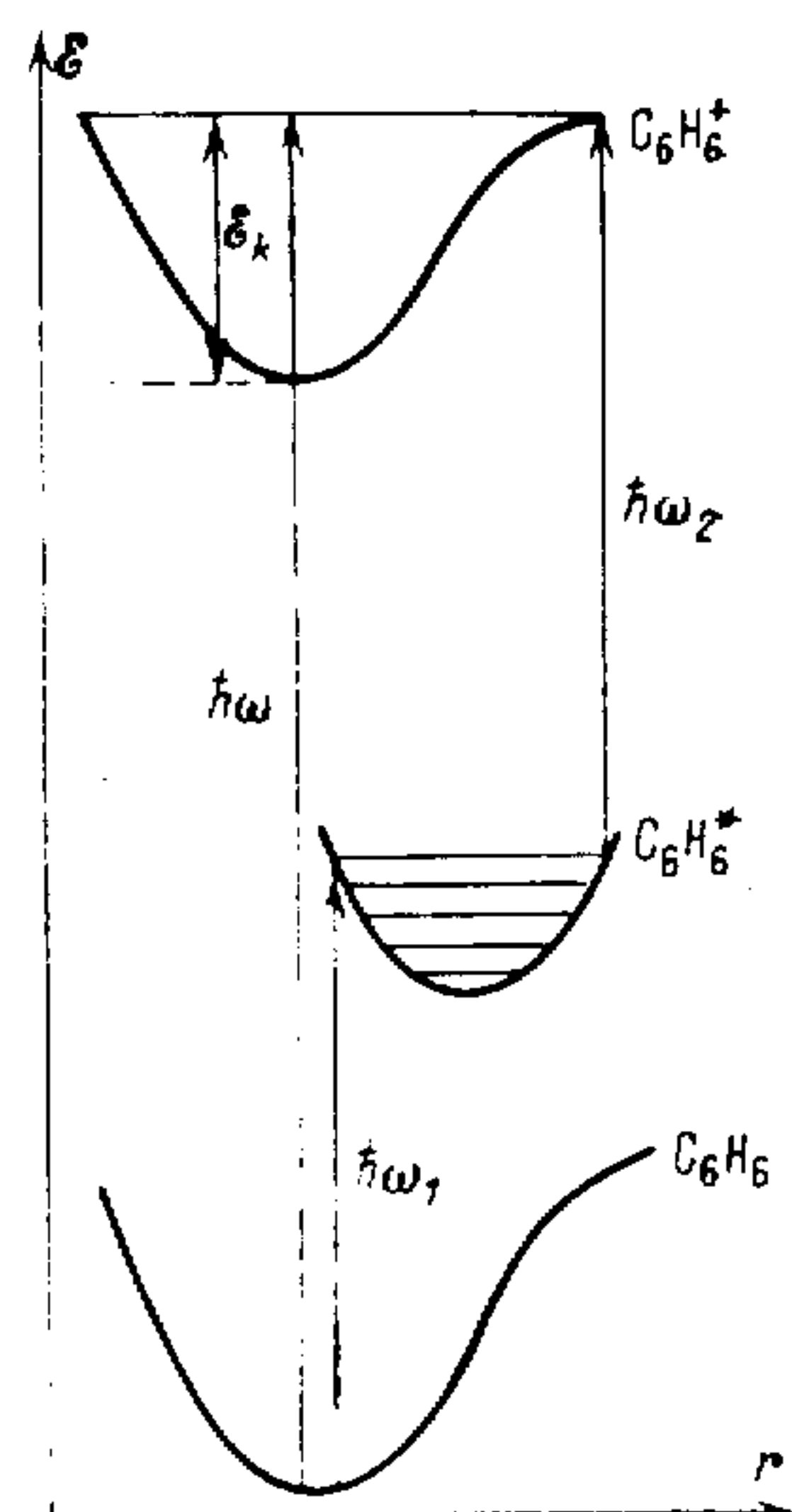
сложный спектр молекул, в первую очередь многоатомных, уменьшающий селективность процесса возбуждения. Второе — наличие у молекул, находящихся в возбужденном состоянии, конкурирующих каналов снятия возбуждения, например фотодиссоциации. Третье — многообразие продуктов, образующихся при фотоионизации, в частности, за счет фрагментации исходного молекулярного иона, требующее масс-спектроскопического анализа. Четвертое — сечения фотопоглощения (фотовозбуждения и фотоионизации) молекул на несколько порядков величины меньше, чем в случае атомов, так что возникает необходимость использования более интенсивного лазерного излучения.

В качестве простейшего примера, качественно иллюстрирующего трудности, которые возникают из-за сложности молекулярного спектра, на рис. 3 приведена схема двухступенчатого процесса резонансного возбуждения молекулы излучением с частотой ω_1 и фотоионизации излучением с частотой ω_2 (а). Видно, что могут конкурировать как трехступенчатый процесс ионизации излучением с частотой ω_1 (б), так и двухступенчатый процесс ионизации излучением с частотой ω_2 (в). При интенсивности излучения, соответствующей возникновению насыщения по рассматриваемым переходам, эффективности рабочего канала (а) и фоновых каналов (б) и (в) будут примерно одинаковы. Поэтому только в условиях, далеких от насыщения, когда эффективность гораздо меньше единицы, можно искать конкретные условия эксперимента, при реализации которых эффективность рабочего канала будет доминировать.

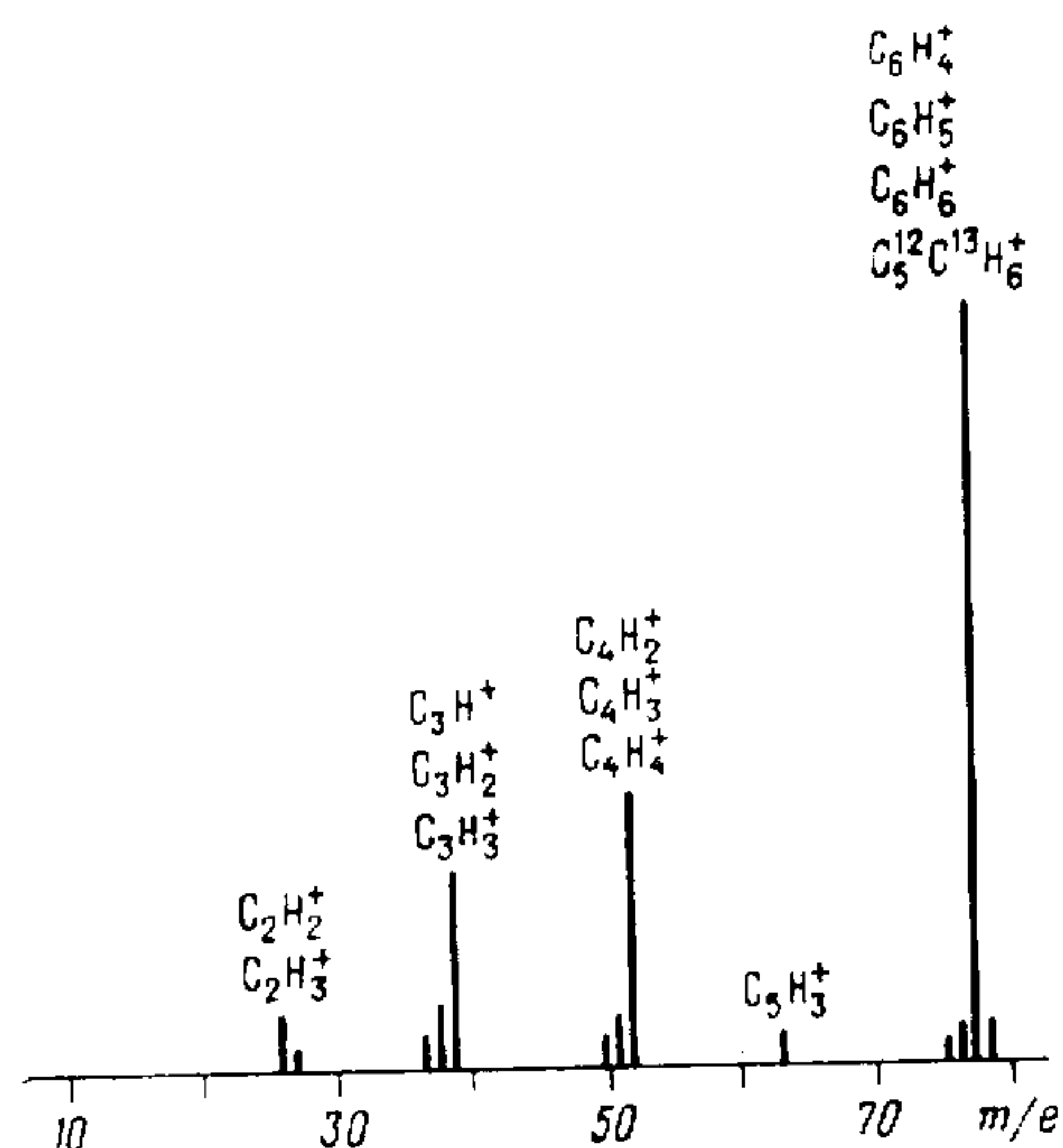
В качестве примера, иллюстрирующего роль фрагментации продуктов реакции, можно привести результаты эксперимента, в котором исследовался двухступенчатый процесс резонансного фотовозбуждения, — фотоионизации молекулы бензола C_6H_6 . На рис. 4 приведена схема переходов при однофотонной ионизации (фотоионизации) и двухступенчатом процессе с резонансным возбуждением. Качественное различие этих процессов состоит в том, на что расходуется избыточная энергия, которую молекула имеет в конечном состоянии. В случае фотоионизации эта энергия переходит в кинетическую энергию свободного электрона $\mathcal{E}_k$. В случае двухступенчатой ионизации с промежуточным резонансным возбуждением молекулы эта энергия переходит в энергию возбуждения иона. Возбужденный ион теряет энергию, распадаясь на составляющие атомы и ионы, — это так называемый процесс фрагментации молекулярного иона. На рис. 5 показан спектр осколочных ионов, образующихся при фрагментации возбужденного иона $(C_6H_6^+)^*$, зарегистрированный в работе [4]. Осколочные ионы образуются при фотодиссоциации молекулярных ионов $(C_6H_6^+)^*$ и их доля тем больше, чем выше интенсивность лазерного излучения (при фиксированной частоте). Спектр осколочных ионов зависит и от частоты излучения. Вся сложность подобных процессов видна из рис. 6, на котором приведена экспериментально измеренная зависимость эффективности



3. Схема конкурирующих процессов, которые могут реализоваться при селективной двухступенчатой ионизации молекул



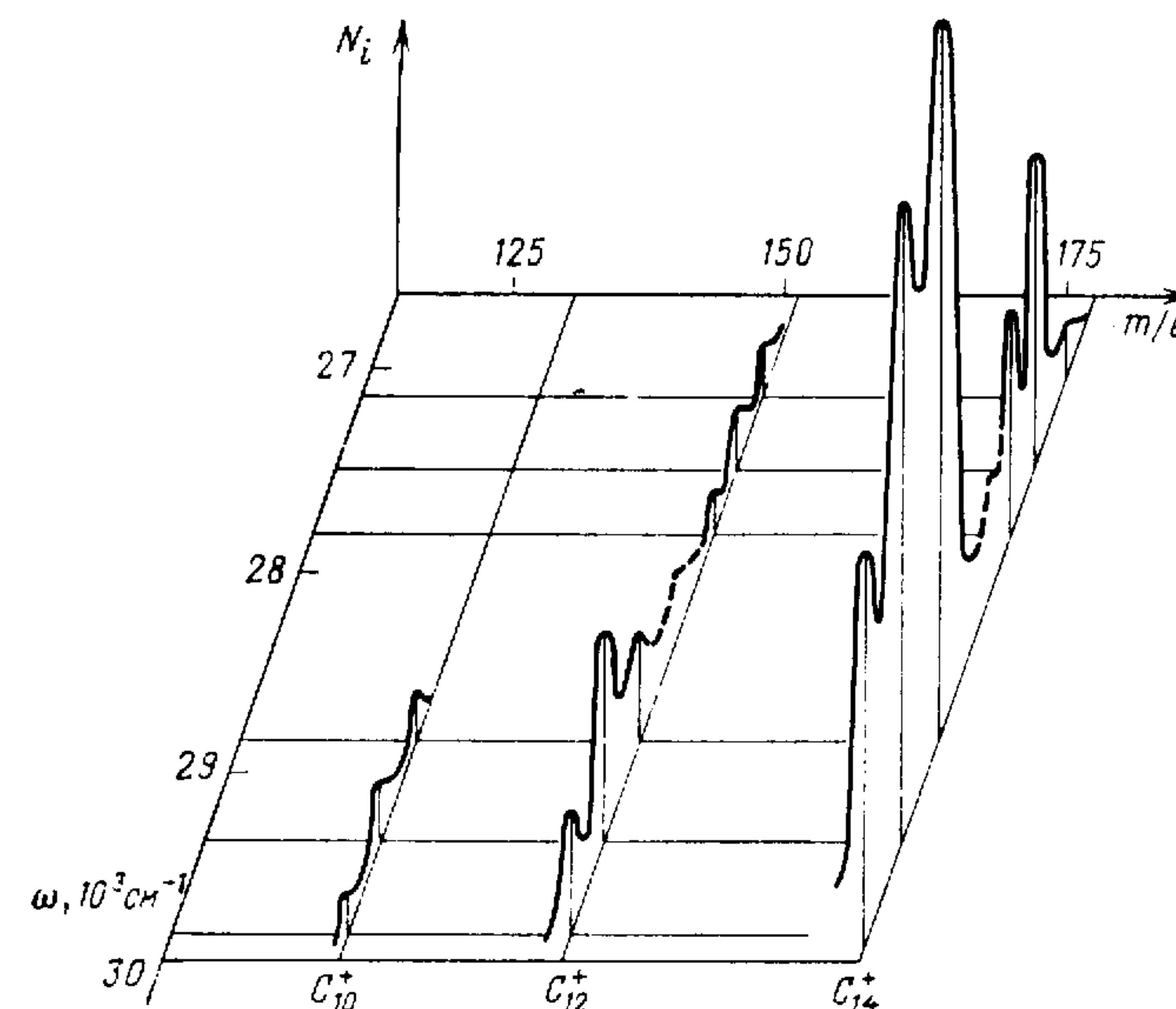
4. Схема переходов при фотоионизации и двухступенчатой ионизации молекул



5. Спектр осколочных ионов, образующихся при фрагментации возбужденного иона ($C_6H_6^+$)^{*} (по [4])

образования осколочных ионов молекулы антрацена $C_{14}H_{14}$ с различными массами от частоты возбуждающего излучения, полученная в работе [4].

Обращаясь к процессам селективного воздействия лазерного излучения на молекулы, необходимо во всем многообразии таких



6. Спектр осколочных ионов молекулы антрацена (по [4])

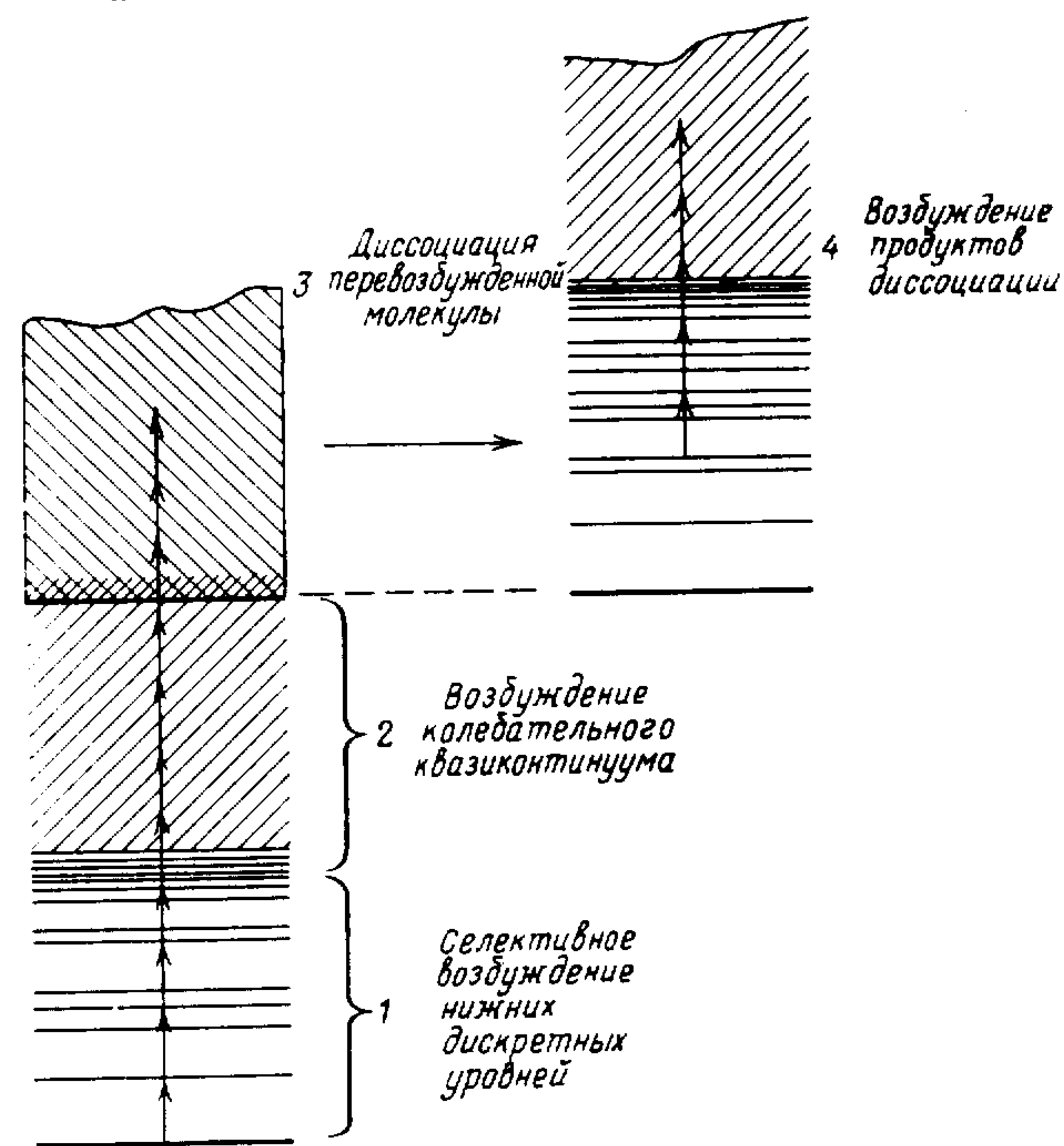
процессов выделить два существенно различающихся случая — взаимодействие излучения видимого диапазона частот с электронными переходами в простых (двухатомных) молекулах [5] и взаимодействие излучения инфракрасного диапазона частот с колебательными переходами в сложных (многоатомных) молекулах [1, 2]. Первый случай наиболее близок к случаю селективного воздействия излучения на атомы; во втором случае имеются особенности, качественно отличающие его от первого случая.

Обратимся ко второму случаю, а именно к такому процессу, как диссоциация сложных (многоатомных) молекул в поле излучения инфракрасного диапазона частот. В типичных случаях энергия диссоциации порядка $30\hbar\omega$. Так как колебательный спектр молекул ангармоничен [6], то на первый взгляд кажется, что диссоциация может происходить только при очень большой интенсивности излучения, либо за счет нерезонансного многофотонного (30-фотонного!) поглощения инфракрасного излучения, либо когда напряженность поля столь высока, что ангармонизм колебательного спектра компенсируется штарковскими сдвигами и уширениями (лекция 4) колебательных уровней. Оценки показывают, что в обоих случаях речь может идти о диссоциации при интенсивности инфракрасного излучения поряд-

ка 10^{12} Вт/см². Однако экспериментально диссоциация сложных молекул наблюдается при интенсивности инфракрасного излучения на много порядков меньшей той интенсивности, которую дают оценки, основанные на вероятности многофотонного поглощения или штарковского уширения.

Детальные исследования процесса диссоциации сложных молекул излучением ИК-диапазона частот позволили выяснить характер этого процесса, объяснить его относительно большую вероятность и, тем самым, возможность наблюдения при не очень большой интенсивности излучения, а также обнаружить его изотопическую селективность [2, 7].

Схема этого процесса изображена на рис. 7. В нижней части спектра плотность возбужденных состояний относительно невелика. В этой области спектра происходит многофотонное возбуждение молекулы в фиксированное дискретное возбужденное состояние. Этот переход носит изотопически селективный характер. Степень многофотонности этого перехода зависит от конкретного



7. Качественная схема, иллюстрирующая модель диссоциации сложных молекул в поле ИК-излучения

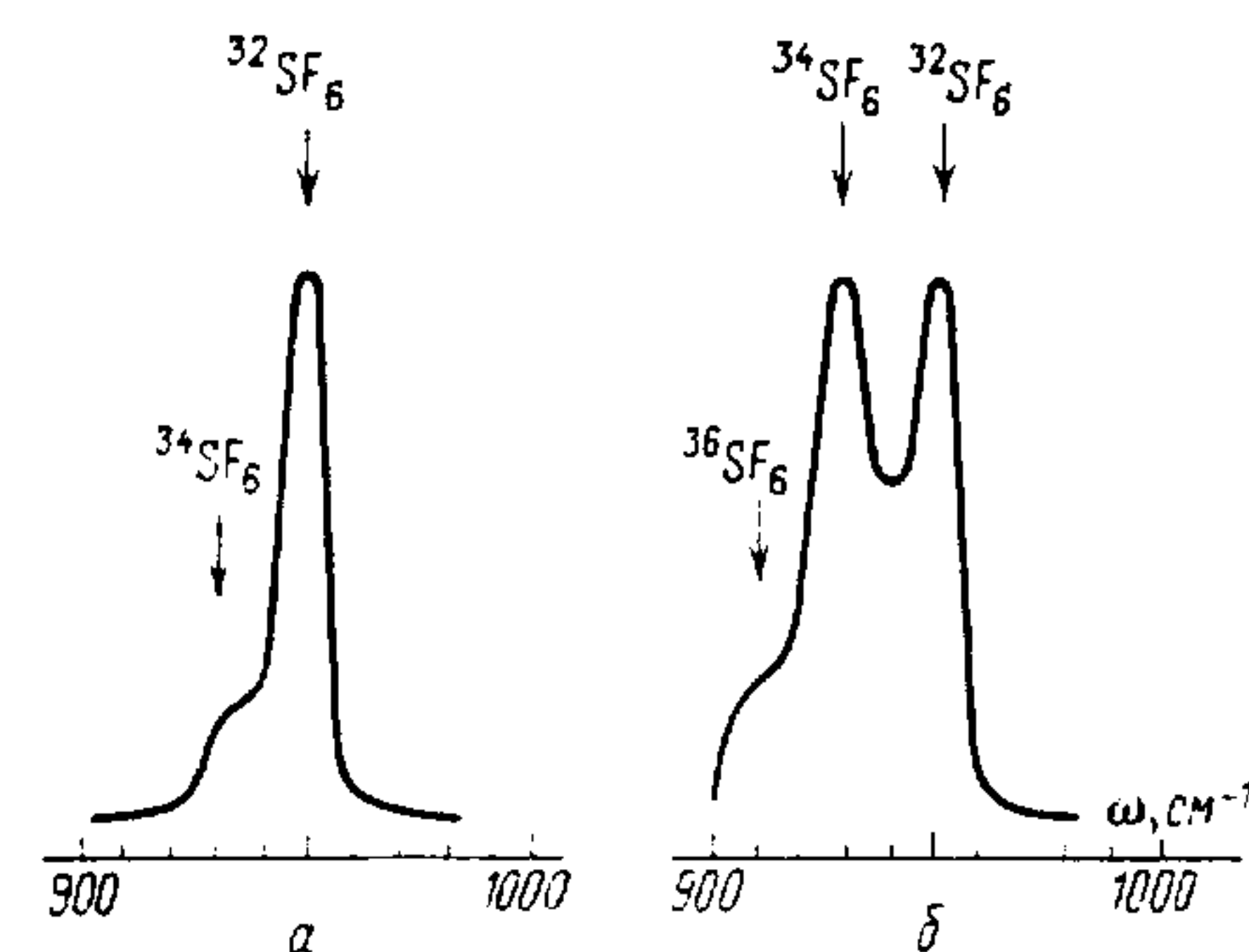
типа молекулы. Как правило, это трехфотонное возбуждение, реже двухфотонное, но не более чем четырех — пятифотонное. Таким образом, вероятность этого перехода относительно велика и для его реализации не требуется очень большой интенсивности излучения.

Выше по спектру, при больших энергиях возбужденных состояний, спектр приобретает характер колебательного квазиконтинуума. Это означает, что дальнейшее увеличение энергии молекулы происходит в результате ряда последовательных однофотонных квазирезонансных переходов. Очевидно, что вероятность каждого такого перехода весьма велика, так что молекула быстро набирает энергию порядка энергии диссоциации. Причиной возникновения квазиконтинуума является очень быстрое возрастание числа переходов, которые может совершить молекула из данного возбужденного состояния, поглотив квант излучения. Возрастание числа переходов обусловлено высокой плотностью колебательных состояний сложной многоатомной молекулы, имеющей большое число степеней свободы, и взаимодействием этих состояний. Спектр в области верхних уровней не имеет того резкого резонансного характера, как в области нижних уровней, уровни уширены, взаимно перекрываются и образуют полосы поглощения.

Строгое теоретическое описание кинетики процесса поглощения инфракрасного излучения сложной молекулой хорошо согласуется как с этой упрощенной качественной моделью, так и с экспериментальными данными [2, 7].

Как уже говорилось выше, многофотонный переход из основного состояния в нижние возбужденные состояния обуславливает селективность возбуждения и, в том числе, *изотопическую селективность*, т. е. селективность при возбуждении определенных молекул в смеси молекул, включающих определенные атомы в различном изотопическом состоянии. В качестве примера изотопической селективности при диссоциации сложных молекул под действием инфракрасного излучения можно привести результаты эксперимента [8], в котором наблюдалось обогащение газа SF_6

8. Результаты эксперимента [8], демонстрирующие обогащение газа SF_6 молекулами вида $^{34}\text{SF}_6$: а — спектр поглощения вспомогательного излучения до облучения; б — после облучения



молекулами $^{34}\text{SF}_6$ за счет изотопически селективной диссоциации молекул $^{32}\text{SF}_6$ (рис. 8).

Как уже говорилось выше, в настоящее время лазерные методы разделения изотопов реализуются в промышленном масш-

табе [2]. В большом числе случаев процесс разделения изотопов реализуется за счет селективной фотодиссоциации молекул, в состав которых входит заданный изотоп. Классическим примером является процесс разделения изотопов урана с массовыми числами 235 и 238 путем лазерной селективной фотодиссоциации молекул UF_6 [2].

3. Нарушение селективности при фотовозбуждении атомов и молекул лазерным излучением. Если обратиться к тем общим требованиям, которые были сформулированы во введении к этой лекции, то осталось обсудить третье требование — достаточно большое время жизни селективно фотовозбужденного атома (молекулы). Рассмотрим два основных процесса, приводящих к уменьшению времени жизни в селективно возбужденном состоянии и, тем самым, к потере селективности.

Первый процесс — *тепловое* (неселективное) *заселение резонансного состояния*. Очевидно, что тепловое заселение, ввиду его неселективной природы, приводит к возбуждению всех атомов (молекул) — как тех, которые необходимо резонансно возбудить лазерным излучением, так и всех остальных. Из характера спектров возбужденных состояний следует, что тепловое возбуждение может играть существенную роль лишь при селективной диссоциации молекул под действием инфракрасного излучения. Оценивая роль теплового возбуждения, надо иметь в виду Больцмановский характер распределения возбуждений и принимать во внимание далекий «хвост» этого распределения. Только в случае, когда энергия селективно возбужденного состояния $\mathcal{E} \gg kT$, тепловым возбуждением можно пренебречь. Оценки показывают, что тепловым возбуждением можно пренебречь для газа (пара) при комнатной температуре, инфракрасного излучения с энергией кванта $\hbar\omega \sim 0,1$ эВ (например, излучения лазера на CO_2) и при трехфотонном резонансе.

Второй процесс, приводящий к нарушению селективности, — столкновения атомов (молекул) и передача возбуждения при столкновениях, т. е. процесс типа $A^* + B \rightarrow A + B^*$. Этот процесс обычно называют *столкновительным девозбуждением*. Эффективные сечения таких процессов (при близких уровнях в сталкивающихся частицах) очень велики, они порядка газокинетических сечений или даже могут их превышать. Выше уже не раз говорилось, что если использовать атомный (молекулярный) пучок, то соударения будут отсутствовать. Однако в тех случаях, когда требуется провести не физические исследования и не моделирование процессов селективного воздействия, а осуществить селективное воздействие с практическими целями, пучок не является эффективной средой, газ имеет многочисленные преимущества. Это видно из схем конкретных установок для реальных процессов селективного воздействия, например для лазерного разделения изотопов [2]. Поэтому столкновительное девозбуждение является важным процессом, требующим детального исследования ввиду различных ограничений на условия оптимального экспери-

мента (например, ограничений на давление газа, облучаемого лазерным излучением).

* * *

Остановимся совсем кратко на нескольких принципиальных вопросах, не затронутых в предыдущем изложении, а также на ряде актуальных направлений применения метода селективного воздействия.

Одним из принципиальных вопросов является вопрос о возможности и целесообразности использования процесса многофотонного возбуждения атомов и молекул (лекция 4) с последующей однофотонной ионизацией возбужденных объектов. В случае использования одного лазера как для возбуждения, так и для ионизации этот процесс эквивалентен процессу резонансной многофотонной ионизации (лекция 5), а сам метод — методу резонансной многофотонной ионизационной спектроскопии (лекция 5). Преимущество такого метода — возможность использования лазерного излучения видимого диапазона частот для возбуждения высоколежащих состояний за счет многофотонных переходов. Его недостаток — необходимость использования высокоинтенсивного лазерного излучения со всеми вытекающими из этого принципиальными (возмущение спектра, сильная фрагментация ионов) и практическими трудностями. Несмотря на эти затруднения, метод многофотонного возбуждения нашел широкое применение при селективном воздействии на молекулы [9].

Другой вопрос заключается в возможности и целесообразности многоступенчатого каскадного возбуждения. Преимущество такой схемы возбуждения связано с увеличением селективности при многоступенчатом возбуждении [2], а недостаток — с необходимостью одновременного действия нескольких высокомонохроматичных и высокостабильных лазеров. Этот метод, безусловно, перспективен при необходимости возбуждения высоковозбужденных (ридберговских) атомных состояний [2].

В заключение сделаем несколько замечаний о различных применениях селективного воздействия на атомы и молекулы помимо упоминавшегося выше процесса разделения изотопов.

Одно из основных применений — спектроскопия атомов и молекул, включая сложные органические молекулы. Метод лазерной резонансной ионизационной спектроскопии, включая его многофотонную модификацию, нашел исключительно широкое применение [9, 10, 11, 14] ввиду его универсальности, точности и большой эффективности. Универсальность этого метода основана на возможности реализовать переходы как с изменением четности состояний (при нечетном числе поглощенных фотонов), так и без изменения четности (при четном числе поглощенных фотонов). Точность обусловлена исключительно высокой степенью монохроматичности одночастотного лазерного излучения, достигающей естественной ширины атомных и молекулярных уровней. Высокая эффективность обусловлена регистрацией ионов.

Высокая эффективность метода лазерного селективного воздействия на атомы и молекулы лежит в основе применения этого метода для детектирования единичных атомов и молекул, т. е. для контроля чистоты различных сред [2, 11, 12, 14]. Другим направлением, в котором метод лазерного селективного воздействия нашел широкое применение, является лазерная очистка веществ от примесей [14].

Наконец, надо отметить, что селективное воздействие может осуществляться не только на атомы или молекулы, находящиеся в газовой фазе. Это могут быть атомы и молекулы, адсорбированные на поверхности твердого тела и даже входящие в его состав [13].

Заканчивая обсуждение вопроса о лазерном селективном воздействии, надо вернуться к тем идеям, на которые были большие надежды в самом начале исследований, — к идеям реализации так называемой *внутримолекулярной селективности*.

В отличие от той селективности, которая обсуждалась выше и которая иногда именуется *межмолекулярной селективностью* (т. е. селективностью для данного типа молекул, находящихся в смеси с другими молекулами), под внутримолекулярной селективностью понимается селективное возбуждение или разрыв определенной связи среди многих связей сложной молекулы. Осуществление внутримолекулярной селективности может привести к управлению химическими реакциями в заданном направлении. Очевидно, что тепловое, неселективное воздействие на сложные молекулы может привести лишь к последовательному нарушению связей, начиная с наиболее слабых.

Из приведенного выше качественного описания процесса диссоциации сложных молекул под воздействием инфракрасного излучения ясно, что внутримолекулярная селективность в такой постановке опыта не может быть осуществлена ввиду очень быстрой передачи возбуждения из одной связи в другую. Исключения могут составлять особо большие или особо несимметричные молекулы, у которых передача возбуждения затруднена. Однако даже для таких исключительных случаев пока нет достаточно систематических экспериментальных данных, подтверждающих возможность внутримолекулярной селективности [2].

Конечно, иная ситуация может возникнуть, если использовать лазерное излучение, лежащее в ультрафиолетовом диапазоне частот, позволяющее за счет одноквантовых процессов селективно осуществлять разрыв определенных связей. Однако, как известно, пока ультрафиолетовый диапазон еще не достаточно хорошо освоен, во всяком случае, с точки зрения получения излучения с заданной частотой и интенсивностью. Поэтому внутримолекулярное селективное воздействие ультрафиолетового лазерного излучения представляет собой в настоящее время лишь перспективную область исследований.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Формула Крамерса.** Сечение фотоионизации из состояния атома водорода с главным квантовым числом n описывается квазиклассической формулой Крамерса $\alpha_n^{(1)} \approx 3,6 \cdot 10^{-1} (\omega_n/\omega)^3 n^{-5} r_0^2$, где r_0 — боровский радиус, а $\omega_n = \mathcal{E}_{\text{ион}}$ [14]. Эта формула применима и для сложных атомов: для высоковозбужденных (а потому водородоподобных) состояний без изменений; для низлежащих состояний с заменой $n \rightarrow n^*$, где n^* — эффективное главное квантовое число, учитывающее квантовый дефект в спектре сложного атома, т. е. его отличие от спектра атома водорода, $n^* = n - \delta$, где δ — квантовый дефект.

2. **Оценка интенсивности излучения, необходимой для ионизации возбужденных атомов.** Сначала сделаем оценку для основного состояния ($n = 1$). Положим $\alpha_1^{(1)} \sim 10^{-18} \text{ см}^2$, тогда $\tau_{\text{ион}} \sim 10^{-8} \text{ с}$. Исходя из неравенств (3) и (4) необходимо реализовать вероятность фотоионизации $w_1^{(1)} \gg 1/\tau_{\text{ион}}$. Зададимся $w_1^{(1)} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$. Так как $w_1^{(1)} = \alpha_1^{(1)} F$, то $F = w_1^{(1)}/\alpha_1^{(1)} = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \approx 10^8 \text{ Вт/см}$, чему соответствует $E \sim 10^6 \text{ В/см}$. Из формулы Крамерса¹⁾ следует, что уже для не очень больших n необходимая интенсивность излучения резко возрастает.

3. **Ридберговские состояния.** Ридберговскими состояниями сложных атомов принято называть высоковозбужденные состояния, характеризующиеся большими значениями главного квантового числа n . Ридберговские состояния водородоподобны. Соответственно для их энергий справедливо хорошо известное выражение $\mathcal{E}_n \propto n^{-2}$.

4. **Ионизация ридберговского атома в постоянном поле.** Этот процесс носит характер надбарьерного развала атома. Под действием внешнего постоянного поля E_{const} возникает потенциальный барьер (лекция 5), вершина которого соответствует энергии связи электрона в состоянии с фиксированным главным квантовым числом n . Эту величину поля принято называть *критической* — при большей напряженности поля ридберговский атом не существует. Критическая напряженность поля (в атомных единицах) связана с главным квантовым числом n соотношением $(E_{\text{const}})_{\text{кр}} = Cn^{-4}$, в котором константа C лежит в пределах от 0,1 до 0,01 [15].

5. **Оптически тонкая мишень.** Так называется мишень, если поглощением излучения в ней можно пренебречь. Соответственно это требует выполнения условия $\sum W \ll 1$, где $\sum W$ — полная вероятность процесса поглощения при прохождении излучения через мишень. В рассматриваемом в тексте случае это условие имеет вид $W_{mn} N_n; W_{\mathcal{E}m} N_m \ll 1$, где W_{mn} , $W_{\mathcal{E}m}$ — полные вероятности, рассчитанные на один атом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акулин В. М., Карлов Н. В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. — М.: Наука, 1987. — Лекция 14.
2. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. — М.: Наука, 1983.
3. Карлов Н. В. // Тр. ФИАН. — 1979. — Т. 114. — С. 3.
4. Антонов В. С., Летохов В. С., Шибанов А. Н. // ЖЭТФ. — 1980. — Т. 78. — С. 2222.
5. Бункин Ф. В., Тугов И. И. // Тр. ФИАН. — 1984. — Т. 146. — С. 3.
6. Татевский В. М. Строение молекул. — М.: Химия, 1977.
7. См. [1], лекции 16, 17.
8. Амбарцумян Р. В., Горохов Ю. А., Летохов В. С., Макаров Г. Н. // Письма в ЖЭТФ. — 1975. — Т. 21. — С. 375.
9. Антонов В. С., Летохов В. С., Шибанов А. Н. // УФН. — 1984. — Т. 142. — С. 177.
10. Johnson P. // Acc. of Chem. Res. — 1980. — V. 13. — P. 20.
11. Летохов В. С. // УФН. — 1986. — Т. 148. — С. 127.

12. Балыкин В. И., Беков Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И. // УФН.— 1980.— Т. 132.— С. 293.
13. Карлов Н. В., Прохоров А. М. // УФН.— 1977.— Т. 123.— С. 57.
14. Соболев И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.— § 34.
15. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоиздат, 1982.— Гл. 6.
16. Летохов В. С. Лазерная фотоионизационная спектроскопия.— М.: Наука, 1987.

Лекция 8. ДАВЛЕНИЕ СВЕТА

Поглощение и излучение фотонов двухуровневым атомом. Сила светового давления на атом в резонансном внешнем поле. Ускорение и замедление атомов под действием силы светового давления. Использование явления светового давления на атомы и молекулы.

Впервые предположение о существовании светового давления было высказано еще И. Кеплером в начале XVII века в качестве объяснения отклонения хвостов комет, пролетающих около Солнца. В конце XIX века Дж. Максвелл, развивая электромагнитную теорию света, обосновал существование светового давления, основываясь на явлении поляризации среды в световом поле. Впервые наблюдать световое давление на твердое тело в лабораторном эксперименте удалось П. Н. Лебедеву в 1900 г. При нормальном падении светового пучка на единицу плоской поверхности непрозрачного тела согласно второму закону Ньютона сила давления света определяется соотношением

$$G = dr/dt = F(1 + \rho)/c, \quad (1)$$

где F — интенсивность излучения, т. е. энергия, падающая на единицу поверхности за единицу времени, ρ — коэффициент отражения, p — импульс, c — скорость света. Оценки по этому соотношению для долазерных источников света показывают исключительно малое значение давления. Основные трудности в опытах П. Н. Лебедева сводились к снижению роли и учету конкурирующих эффектов — конвективных токов, возникающих в газе, окружающем твердое тело, при нагревании газа излучением и радиометрических сил, возникающих из-за различной температуры газа с разных сторон твердого тела. Успех П. Н. Лебедева в основном определялся остроумной постановкой эксперимента, в котором действие конвективных и радиометрических сил было предельно минимизировано [1].

После первых успешных экспериментов, в которых П. Н. Лебедеву удалось четко зафиксировать давление света на твердое тело, он обратился к вопросу о давлении света на атомы и молекулы. За исходное принималось соотношение

$$G = \alpha F/c, \quad (2)$$

где α — коэффициент поглощения света газом. В 1910 г. П. Н. Лебедев опубликовал работу [2], в которой сообщил об экспериментальном обнаружении давления света на газы и подтвердил качественно и количественно соотношение (2). Эксперимент заключался в наблюдении сил давления со стороны газа

на поршень, возникающих при движении газа вследствие давления света на газ [1].

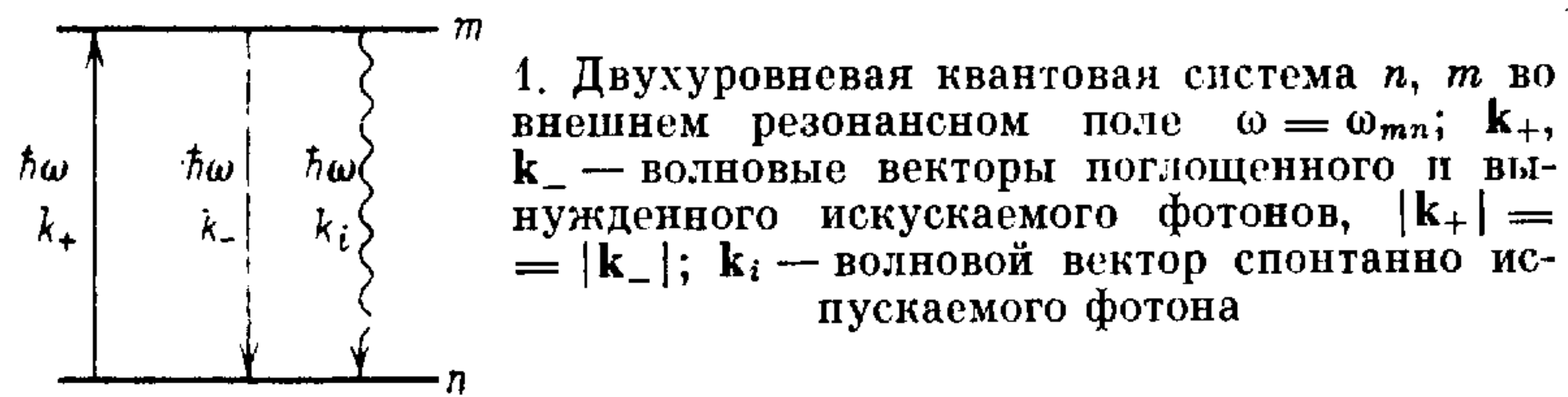
В опытах П. Н. Лебедева воздействие света на газ носило нерезонансный характер, источник излучал сплошной спектр. Соответственно коэффициент поглощения α был мал. Значительно позже, в 30-х гг., был проведен эксперимент, в котором впервые было осуществлено резонансное световое давление [3]: наблюдалось отклонение атомов натрия из пучка при облучении их резонансным излучением натриевой лампы. В таких условиях коэффициент поглощения был гораздо больше, что облегчало наблюдение светового давления. Этими экспериментами, по сути дела, заканчиваются исследования давления света, выполненные в долазерную эпоху, так как сам эффект все же можно было наблюдать лишь на пределе экспериментальных возможностей.

Как и во многих других областях науки и техники, ситуация со световым давлением качественно изменилась после создания лазеров, позволивших получать интенсивности света, на много порядков величины превышающие интенсивности долазерных источников. При использовании лазерного излучения оказалось возможным не только наблюдать эффект светового давления на твердые тела в достаточно простых экспериментах, но и использовать его в различных прикладных аспектах — для разделения макроскопических частиц, взвешенных в жидкости, для осуществления эффекта оптической левитации (компенсации сил земного притяжения) частиц в воздухе и вакууме, для ускорения до больших скоростей электрически нейтральных макроскопических частиц [4]. Однако при воздействии лазерного излучения на макроскопические частицы появились конкурирующие процессы, специфичные для излучения большой интенсивности, например испарение вещества с поверхности твердого тела, приводящее к ускорению этого тела. Например, при ускорении макроскопических частиц, эффект от испарения (светореактивный эффект) доминирует над эффектом светового давления [5].

Использование лазерного излучения позволило также наблюдать световое давление на атомы и молекулы и использовать этот эффект на практике для разделения газовых смесей, разделения изотопов, охлаждения атомов [6, 7]. Именно эти вопросы и будут обсуждены в данной лекции. Вполне естественно, что для описания взаимодействия света с атомными частицами необходимо использовать квантовую теорию. Поэтому о давлении света следует говорить в терминах передачи импульса атомной частице при поглощении или рассеянии ею фотона внешнего поля¹⁾.

Наибольший интерес представляет собой резонансное взаимодействие излучения с атомной системой, так как именно при резонансном взаимодействии, когда энергия кванта $\hbar\omega$ равна энергии перехода электрона в спектре квантовой системы, вероятность взаимодействия максимальна. Именно факт максимального взаимодействия при наличии резонанса лежит в основе селективного эффекта светового давления на атомные частицы.

1. Поглощение и излучение фотонов двухуровневым атомом. Рассмотрим подробнее процесс воздействия внешнего резонансного поля на атом. Для простоты будем рассматривать двухуровневый атом (двухуровневую квантовую систему), к которой мы уже обращались в лекциях 4 и 6. Из материала этих лекций следует, что если внешнее поле не очень слабое (а это вполне реалистичное предположение в случае поля лазерного излучения), то надо принимать во внимание три различных процесса (рис. 1). Во-первых, процесс поглощения фотона внешнего поля



с энергией $\hbar\omega$, в результате чего атом переходит из основного (нижнего) энергетического состояния n в возбужденное (верхнее) состояние m . Во-вторых, процесс вынужденного испускания фотона с энергией $\hbar\omega$, в результате чего происходит вынужденный переход $m \rightarrow n$. В-третьих, процесс спонтанной релаксации возбужденного атома, в котором также испускается фотон с энергией $\hbar\omega$. Волновые векторы поглощаемого $\mathbf{k}_+$ и вынужденного испускаемого $\mathbf{k}_-$ фотонов параллельны и направлены в одну сторону; волновой вектор спонтанно испускаемого фотона $\mathbf{k}_i$ случайным образом ориентирован относительно векторов $\mathbf{k}_+$ и $\mathbf{k}_-$. Число актов испускания (вынужденного + спонтанного) за время $t \gg \tau_m$, где τ_m — время жизни атома в возбужденном состоянии, равно числу актов поглощения

$$N_+ = N_- + N_i, \quad (3)$$

где N_+ — число поглощенных фотонов, N_- — число вынужденно излученных фотонов, N_i — число спонтанно испускаемых фотонов. Величины N_+ , N_- и N_i можно выразить через вероятности соответствующих процессов.

Так, например, число спонтанных распадов верхнего состояния в единицу времени

$$dN_i/dt = n_m \omega_{m \rightarrow n} \approx n_m \gamma_m, \quad (4)$$

где n_m — заселенность верхнего уровня m , γ_m — его естественная ширина.

Очевидно, что поглощение фотона увеличивает импульс атома в направлении $\mathbf{k}_+$ на величину $\hbar\mathbf{k}$, вынужденное испускание фотона уменьшает импульс атома в этом направлении на ту же величину, а спонтанное испускание изменяет импульс атома в случайном направлении на ту же величину. При этом изменение импульса атома в направлении вектора $\mathbf{k}_+$ происходит на слу-

чайную величину, соответствующую проекции случайно ориентированного импульса отдачи при спонтанном испускании на направление вектора $\mathbf{k}_+$; эта проекция, очевидно, может иметь как знак плюс, так и знак минус.

За время $t \gg \tau_m$, если интенсивность возбуждающего излучения достаточно высока, происходит много актов поглощения — испускания фотонов с энергией $\hbar\omega$ данным атомом. При этом среднее (за $t \gg \tau_m$) действие вынужденных процессов и спонтанного процесса качественно различно. Очевидно, что среднее действие многих последовательных актов спонтанного испускания не приводит к изменению импульса атома, так как направление спонтанно испущенных фотонов случайное. Наоборот, среднее действие многих актов поглощения и вынужденного испускания приводит к изменению в каждом случае импульса атома на величину $+N_+\hbar\mathbf{k}$ и $-N_-\hbar\mathbf{k}$ соответственно.

Если начальный импульс атома есть $\mathbf{p}_0$, то в результате действия лазерного излучения за время $t \gg \tau_m$ в результате последовательного поглощения-испускания фотонов импульс атома будет равен

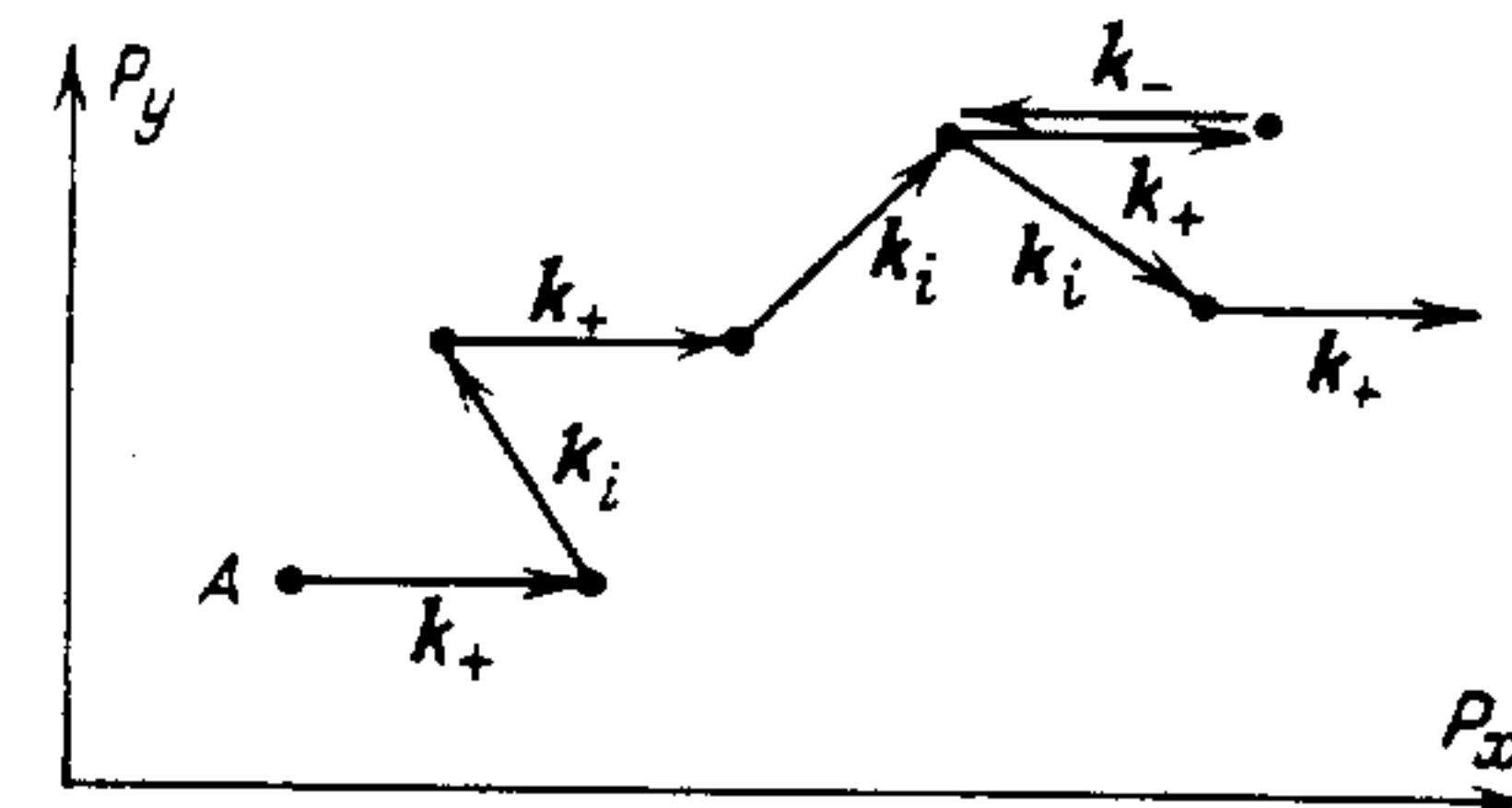
$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \Delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \hbar\mathbf{k}(N_+ - N_-) + \sum_i \hbar\mathbf{k}_i N_i. \quad (5)$$

В соотношении (5) второй член определяет изменение импульса за счет вынужденных переходов, а третий член — за счет спонтанной релаксации.

Если внешнее поле очень сильное, так что вероятность вынужденного испускания гораздо больше вероятности спонтанного испускания, то последним можно пренебречь (лекция 6). При этом в (4) число актов поглощения фотонов внешнего поля равно числу актов вынужденного испускания фотонов и импульс атома в среднем (за много актов поглощения-испускания) остается неизменным.

Если внешнее поле не очень сильное, так что вероятностью спонтанного испускания нельзя пренебречь по сравнению с вероятностью вынужденного испускания, то число актов поглощения больше числа актов вынужденного испускания и импульс атома в среднем увеличивается в направлении $\mathbf{k}_+$. Движение

2. Схема процесса изменения импульса двухуровневого атома А в результате поглощения фотонов внешнего поля $\mathbf{k}_+$, вынужденного испускания фотонов $\mathbf{k}_-$ и спонтанного испускания фотонов $\mathbf{k}_i$; $|\mathbf{k}_+| = |\mathbf{k}_-| = |\mathbf{k}_i|$



атома в этом случае представляет собой сложный процесс, который характеризуется систематическим дрейфом (смещением) атома в направлении $\mathbf{k}_+$ (за счет преобладания числа актов поглощения над числом актов вынужденного испускания) и флук-

туациями во всех направлениях (за счет спонтанного испуска- ния) (рис. 2).

2. Сила светового давления на атом в резонансном внешнем поле. Исходя из соотношений (3) и (5), среднее увеличение импульса атома за интервал времени $\Delta t \gg \tau_m$ равно

$$\Delta p = \hbar k(N_+ - N_-) = \hbar k N_i \quad (6)$$

где N_+ , N_- — средние числа поглощенных и испускаемых фото- нов за интервал времени Δt .

Соответственно сила светового давления, действующая на атом, равна

$$G = \Delta p / \Delta t = \hbar k \Delta N_i / \Delta t = \hbar k dN_i / dt. \quad (7)$$

Принимая во внимание (4), можно силу G выразить через па- раметры, характеризующие возбужденное состояние атома m , — его заселенность n_m и естественную ширину γ_m :

$$G = \hbar k \gamma_m n_m. \quad (8)$$

Так как максимальное значение заселенности n_m возбужденного состояния m равно $1/2$, то максимальная сила светового давле- ния определяется соотношением

$$G_{\max} = \hbar k \gamma_m / 2 = \hbar k \tau_m^{-1} / 2, \quad (9)$$

где τ_m — естественное (спонтанное) время жизни атома в воз- бужденном состоянии.

В проведенном выше рассмотрении классическая величина — сила, действующая на атом, определялась через квантовые ха- рактеристики процесса резонансного взаимодействия монохрома- тического света с двухуровневой системой. Такой подход, оче- видно, справедлив лишь при определенных ограничениях снизу на длительность интервала усреднения Δt . Ограничение состоит в том, что должно выполняться неравенство

$$\Delta t \gg \tau_m = \gamma_m^{-1}, \quad (10)$$

т. е. усреднение должно происходить за время, гораздо большее естественного времени жизни атома в возбужденном состоянии. С точки зрения практики условие (10) означает, что длитель- ность импульса лазерного излучения должна быть также гораздо больше τ_m , для того чтобы можно было пользоваться приведен- ными выше формулами.

3. Ускорение и замедление атомов под действием силы свето- вого давления. По соотношению (9), исходя из хорошо извест- ных данных о естественной ширине атомных уровней ($\gamma_m \sim \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$), легко оценить числовые значения силы, действую- щей на атом в поле лазерного излучения. Типичные значения этой силы для излучения видимого диапазона частот $G_{\max} \sim \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ эВ/см}$. Видно, что величина эта чрезвычайно мала, так что ускорять атом до большой энергии, таким образом, не- возможно. Теоретическое рассмотрение показывает, что до боль-

ших энергий можно ускорять атомы, используя стоячую волну [5]. Однако практически этот метод трудно реализовать, так как необходимо синхронно с ускорением изменять частоту лазерного излучения для компенсации эффекта Доплера.

На первый взгляд, может показаться, что в принципе нет возможности уменьшать скорость атома, используя световое дав- ление. Однако на самом деле это возможно при антистоксовом рассеянии света на атоме. Процесс охлаждения атомов и ионов лазерным излучением осуществлен и нашел широкое применение в ряде приложений. Основанием к практической реализации про- цесса замедления (охлаждения) атомов является их относитель- но небольшая начальная скорость. Так, температуре T порядка 100 К (комнатная температура) соответствует энергия порядка 10^{-2} эВ . Из сопоставления этой энергии с приведенным выше значением силы светового давления видно, что давление может компенсировать начальную энергию на длине пути $\sim 10 \text{ см}$, что вполне реально. Отметим, что температура порядка 100 К — это типичная температура кипения щелочных металлов и, тем са- мым, кинетическая энергия щелочных атомов в атомном пучке порядка 10^{-2} эВ .

Как же, используя световое давление, можно замедлить атом, имеющий определенную начальную кинетическую энергию?

Посмотрим на взаимодействие атома со светом вновь как на процесс рассеяния света. Тогда ясно, что уменьшить энергию атома можно за счет реализации антистоксова рассеяния, т. е. рассеяния с увеличением энергии рассеянного фотона по срав- нению с энергией падающего фотона и, тем самым, с уменьше- нием энергии атома. При взаимодействии монохроматического излучения с атомом такая ситуация может быть реализована за счет эффекта Доплера. Рассмотрим простейший случай, когда навстречу друг другу распространяются два пучка — пучок ла- зерного излучения частоты ω и пучок двухуровневых атомов, имеющих скорость v . Пусть частота перехода в покоящейся двух- уровневой системе (при $v=0$) равна ω_0 . Из-за эффекта Доплера для резонанса с атомами, движущимися навстречу пучку лазер- ного излучения, частота лазерного излучения должна быть мень- ше ω_0 . Резонансная частота излучения определяется соот- ношением

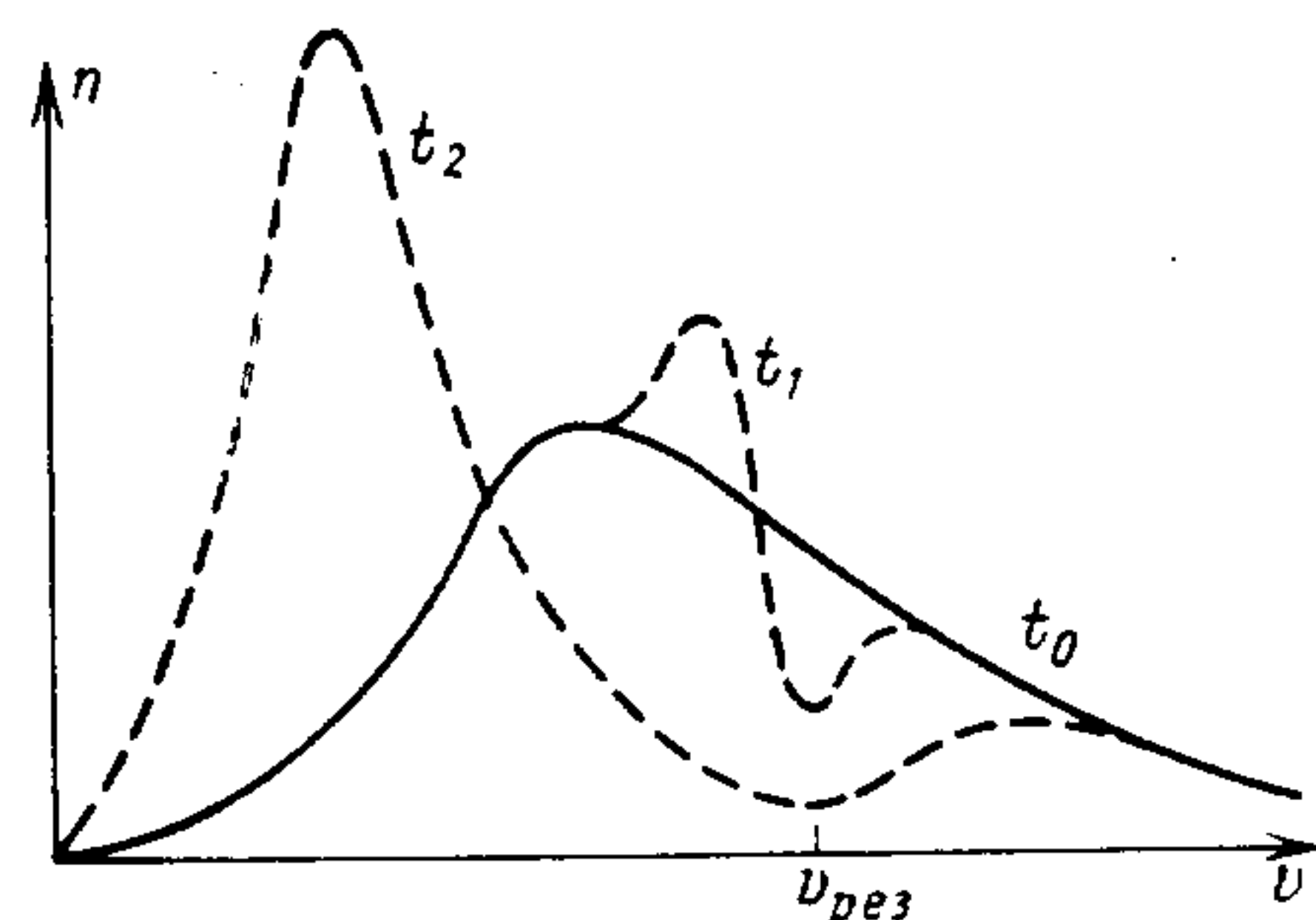
$$\omega = \omega_0(1 - v/c) < \omega_0. \quad (11)$$

Таким образом, поглощаются фотоны с частотой $\omega < \omega_0$, а спон- танно излучаются фотоны с частотой ω_0 . Соответственно в каж- дом акте поглощения — излучения кинетическая энергия атома уменьшается на величину

$$\Delta \mathcal{E} = \hbar \omega_0(v/c). \quad (12)$$

В основе этого эффекта лежит то обстоятельство, что поглощает- ся фотон атомом в лабораторной системе координат, а излучается фотон в системе координат, связанной с атомом. Так как умень-

шается кинетическая энергия атома, то соответственно уменьшается и скорость атома. Таким образом, исходное распределение атомов по скоростям в пучке под действием встречной световой волны с частотой $\omega < \omega_0$ деформируется. Из соотношения (11) следует, что световое давление тормозит атомы, движущиеся со скоростью $v_{рез} = c(1 - \omega/\omega_0)$, число таких атомов в процессе взаимодействия лазерного излучения с атомным пучком уменьшается, исходное распределение атомов по скоростям деформируется за счет увеличения числа медленных атомов (рис. 3).



3. Изменение распределения атомов по скоростям в пучке при охлаждении их световым давлением встречной бегущей волны (монохроматизация скоростного распределения); $t_0, 1, 2$ — моменты времени от начала взаимодействия

Результирующий эффект сводится к сужению, т. е. к монохроматизации распределения атомов по скоростям.

По соотношению (12) легко оценить, что для уменьшения энергии атома на величину $\sim 10^{-2}$ эВ, т. е. для полного охлаждения атомов, имеющих в начале комнатную температуру, необходимо порядка 10^4 актов поглощения — излучения. Этой величине соответствует длительность взаимодействия атомов с полем $\tau \sim 10^4 \tau_m \sim 10^{-4}$ с и длина пути атомов в поле порядка 1 см.

Проведенное выше рассмотрение, а также сделанные оценки (последние носят оптимистический характер) проведены без учета замедления атомов и, тем самым, без учета изменения доплеровского сдвига частоты. Для компенсации изменения скорости атомов необходимо синхронно с замедлением атомов изменять частоту лазерного излучения, что представляет собой значительную трудность для практической реализации процесса охлаждения атомов. Другая возможность состоит в синхронном изменении резонансной частоты перехода в атоме с использованием эффекта Штарка или эффекта Зеемана, т. е. применением дополнительного поля, электрического или магнитного. Отметим, что все указанные выше методы компенсации изменения скорости атомов были практически реализованы [6, 8].

В заключение обсудим естественно возникающий вопрос — можно ли, используя метод резонансного светового давления, хотя бы в принципе, охладить атомы до температуры абсолютного нуля? Ответ на этот вопрос достаточно очевиден; нет, нельзя. Действительно, даже в модельной идеальной задаче, когда предполагается, что расходимости обоих пучков равны нулю и оба

пучка идеально монохроматичны, всегда имеется конечная ширина, характеризующая атомный ансамбль, — естественная ширина возбужденного состояния $\gamma_m \sim 10^{-4}$ см $^{-1}$. Наличие этой ширины и определяет соответствующую предельную достижимую температуру ансамбля $T \sim 10^{-3}$ К.

Наконец, отметим, что выше во всех случаях обсуждался процесс воздействия на атомы бегущей волны. Не меньший интерес представляет собой и случай стоячей волны. Однако рассмотрение этого случая значительно более сложно, так как воздействие волны на атом зависит от координат атома, т. е. от его положения относительно пространственного распределения электромагнитного поля в стоячей волне [6].

4. Использование явления светового давления на атомы и молекулы. Из материала, приведенного в предыдущем пункте, ясно, что если использование светового давления для ускорения атомов не перспективно, то для замедления атомов — безусловно перспективно. Именно в этом направлении уже реализован ряд практически важных приложений светового давления.

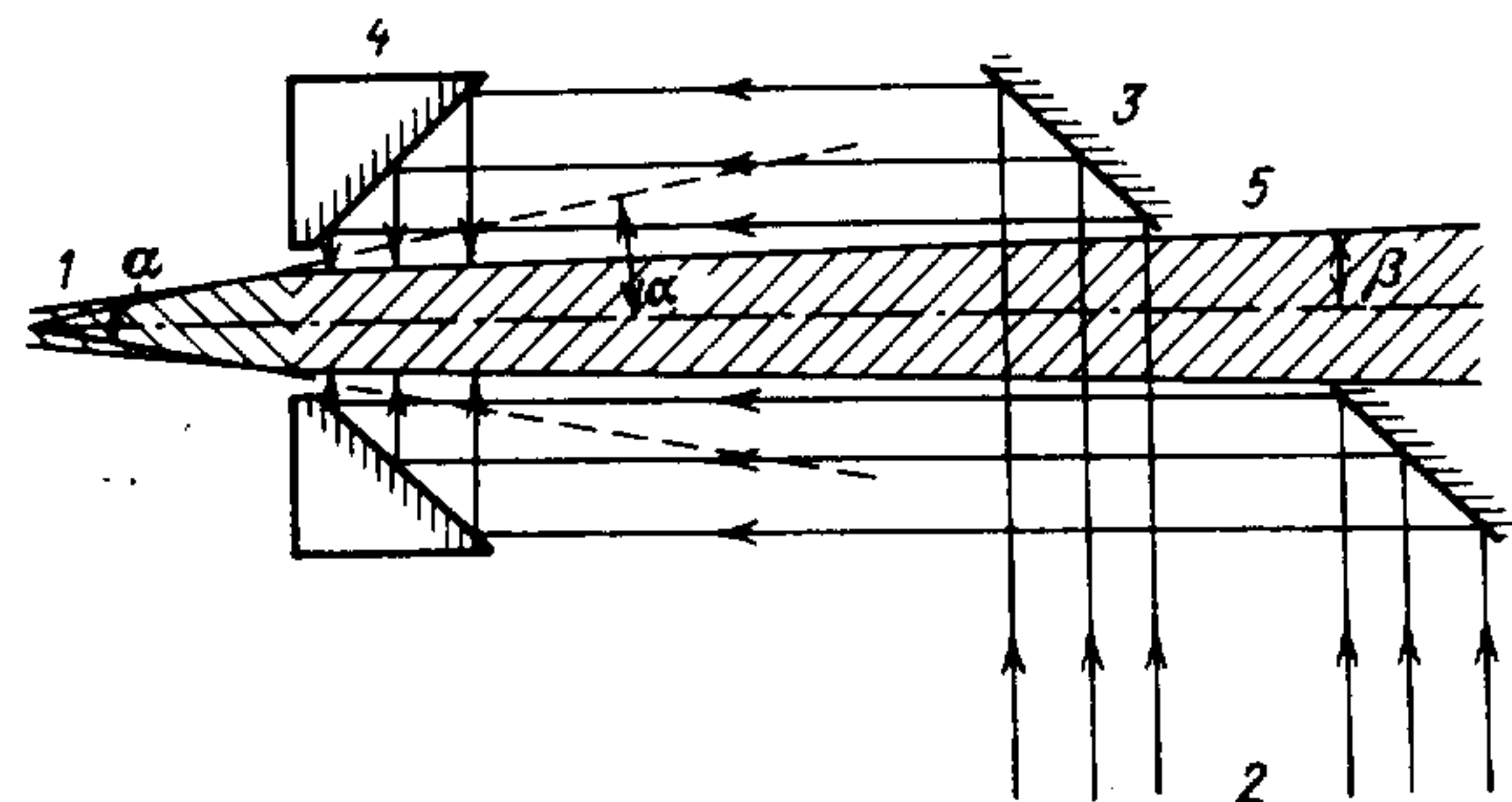
Использование холодных атомов, т. е. атомов с экстремально малыми скоростями, открывает новые возможности в физике атомов и молекул, в квантовой химии, спектроскопии и квантовой метрологии. Так, например, оказывается возможным наблюдать процессы столкновения атомов и молекул при энергиях, меньших энергии химической связи. Это новая область квантовой химии. В спектроскопии и метрологии использование холодных атомов позволяет минимизировать все уширения, обусловленные движением атомов, — доплеровское и пролетное уширения (лекция 4). В спектроскопии использование холодных атомов позволяет увеличить время взаимодействия атомов с полем излучения.

Замедление атомов при встречном распространении атомного и светового пучков осуществлено в различных модификациях постановки опыта. Получены атомы с температурой порядка 10^{-1} К, наблюдалось изменение знака скорости и направления движения атомов на обратные [9].

При столь низких продольных скоростях движения они становятся порядка поперечной скорости атомов в пучке. Действительно, типичные расходимости атомных пучков составляют величину $10^{-2} \div 10^{-3}$ рад в зависимости от метода коллимации [10]. Поэтому возникает задача поперечного охлаждения атомов в пучке. Решение этой задачи представляет интерес с двух точек зрения — как с точки зрения уменьшения поперечного эффекта Доплера²⁾, так и с точки зрения коллимации атомного пучка.

Поперечное воздействие лазерного излучения на атомный пучок осуществляется с использованием конусного аксикона, преобразующего направление распространения пучка лазерного излучения (рис. 4). Эксперимент [8] позволил уменьшить поперечную температуру атомов натрия при резонансном воздействии лазерного излучения на переход D_2 до величины порядка 10^{-2} К, что соответствует поперечной скорости около 2 см/с (в отсут-

ствие лазерного излучения соответствующие величины равны $5 \cdot 10^{-1}$ К и $5 \cdot 10^2$ см/с).



4. Схема эксперимента по поперечному охлаждению (коллимации) атомного пучка; 1 — атомный пучок, выходящий из источника с расходимостью α ; 2 — пучок лазерного излучения, расширенный телескопом; 3 — зеркало; 4 — конусный аксион; 5 — атомный пучок, коллимированный лазерным излучением до расходимости $\beta \ll \alpha$

Таким образом, удастся довести как продольную, так и поперечную температуру атомов в пучке примерно до той минимально возможной величины, которая определяется приведенной естественной шириной резонансного перехода (о чем шла речь выше, в п. 4).

На первый взгляд, может показаться, что, используя световое давление, можно создать трехмерную ловушку для пространственной локализации нейтральных атомов³⁾. В частности, из-за спада напряженности светового поля в сечении лазерного луча при удалении от его оси на атом, движущийся поперек оси пучка, действует *градиентная сила*⁴⁾, препятствующая его выходу из пучка. Однако по ряду причин ни одна из предложенных конкретных схем ловушек, основанных как на световом давлении, так и на градиентных силах, не решает проблему длительной локализации холодных атомов [8].

* * *

В основе рассмотренных выше эффектов, обусловленных световым давлением на атомы и молекулы, лежит процесс резонансного рассеяния излучения квантовой системой. Очевидно, что и в отсутствие резонанса также существует эффект давления света, однако вероятность нерезонансного рассеяния света гораздо меньше и соответственно меньше и сам эффект давления.

Заканчивая рассмотрение процесса светового давления на атомы, необходимо кратко упомянуть о *явлении фотоиндуцированного дрейфа в смеси атомов* [14]. Хотя это явление и не обусловлено световым давлением, но в обоих случаях в основе лежит процесс резонансного возбуждения атомов.

Рассмотрим газ, представляющий собой смесь атомов двух сортов, А и В. Пусть плотность газа достаточно высока, так что

среднее время между соударениями этих атомов меньше их времени жизни в возбужденном состоянии. Направим на этот газ пучок лазерного излучения. Подберем частоту лазерного излучения таким образом, чтобы она была в резонансе с определенным разрешенным переходом в спектре тех атомов А, которые движутся в определенном направлении, например в направлении распространения излучения. При этом часть атомов А, движущихся в этом направлении, будет возбуждаться в резонансное состояние. В пределе число резонансно возбужденных атомов А* будет равно половине всех атомов, движущихся в данном направлении. Отметим, что все вышеизложенное аналогично рассмотренному выше процессу светового давления.

Теперь примем во внимание соударения атомов А и А* с атомами В. Соударения возбужденных атомов А* с атомами В необходимо принимать во внимание, так как по сформулированным выше условиям среднее время между соударениями меньше времени жизни атомов А в возбужденном состоянии. Эффективное сечение соударений возбужденных атомов А* с атомами В больше, чем сечение соударения атомов в основном состоянии А. Так как идет речь о газокINETических соударениях, то это утверждение качественно очевидно — размер возбужденного атома А* больше размера атома А, находящегося в основном состоянии.

На другом языке тот факт, что эффективное сечение соударений $A^* \rightarrow B$ больше, чем $A \rightarrow B$, означает, что для возбужденных атомов А*, движущихся в направлении распространения излучения, *длина свободного пробега* λ^* меньше по сравнению с длиной свободного пробега λ атомов А, движущихся им навстречу (они из-за эффекта Доплера не возбуждаются лазерным излучением). Таким образом, возникает результирующее смещение (дрейф) атомов А навстречу направлению распространения излучения. Сила тока при этом дрейфе описывается соотношением

$$J = (1/3) (\lambda - \lambda^*) n v,$$

где n — плотность атомов А, а v — их средняя скорость. Отметим, что в проведенном выше рассмотрении неявно предполагалось, что релаксация возбуждения происходит в каждом соударении. На самом деле это может быть и не так. Учет частоты релаксации возбуждения изменит абсолютную величину λ^* . Такова физическая сущность явления фотоиндуцированного дрейфа.

Таким образом, облучая смесь газов, можно осуществлять обогащение этой смеси заданной компонентой. Явление фотоиндуцированного дрейфа наблюдалось при воздействии лазерного излучения на атомы [15] и на молекулы [16]. Используя явление фотоиндуцированного дрейфа, можно изменять концентрацию резонансной примеси в буферном газе на несколько порядков величины, т. е. очень эффективно разделять газовые смеси.

Наконец, если вновь вернуться к пионерским работам в области воздействия света на движение нейтральных атомов, то надо упомянуть эффект Капицы — Дирака — изменение траектории движения атома, распространяющегося в направлении, нормальном к стоячей волне⁵).

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Эффект Комптона. Эффект Комптона с точки зрения передачи импульса от фотона частице является примером процесса, в котором реализуется нерезонансное световое давление на электрон. При рассеянии фотона на электроне импульс электрона увеличивается.

2. Поперечный (квадратичный) эффект Доплера. Из специальной теории относительности следует соотношение $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2} (1 + \beta \cos \varphi)^{-1}$, где ω_0 — частота колебаний в системе источника, ω — в системе наблюдателя (детектора), φ — угол между линией, соединяющей источник и детектор с направлением движения источника, $\beta = v/c$, где v — скорость движения источника. При скорости движения атома v , малой по сравнению со скоростью света c , членами порядка $(v/c)^2$ можно пренебречь. Поэтому приведенное выше соотношение сводится к известному выражению для линейного эффекта Доплера $\omega = \omega_0 (1 + \beta \cos \varphi)^{-1}$. Именно это соотношение использовалось всюду выше, когда шла речь об эффекте Доплера.

3. Ловушки для ионов. Разработаны и практически используются различные ловушки для заряженных частиц, использующие неоднородное статическое электрическое поле совместно с постоянным магнитным полем (ловушка Пеннинга) или неоднородное высокочастотное электрическое поле (радиочастотная ловушка) [12].

4. Градиентная сила. Сила, обусловленная градиентом электромагнитного поля, называется градиентной силой: $G_{\nabla} \approx \alpha(\omega) \nabla \langle F \rangle$, где $\alpha(\omega)$ — поляризуемость квантовой системы, а $\langle F \rangle$ — средняя (за много периодов) интенсивность излучения [13]. Надо иметь в виду, что большая интенсивность лазерного излучения обуславливает большую градиентную силу, которая легко может достигать величины больше 10^7 В/см в пучке и больше 10^8 В/см при фокусировке излучения.

5. Эффект Капицы — Дирака. Этот эффект заключается в рассеянии электронов на дифракционной решетке, образованной стоячей световой волной [17]. При нормальном падении электронов на волну угол рассеяния определяется условием Брэгга — Вульфа $\theta = 2\pi k/p$, где p — импульс электрона. Теория эффекта рассмотрена в работе [18]; экспериментальное наблюдение эффекта описано в работе [19]. Стоячая световая волна может рассеивать и атомы за счет силы светового давления [6, 20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фабрикант В. А. // УФН.— 1950.— Т. 17.— С. 282.
2. Лебедев П. Н. // ЖРФХО (физ.).— 1910.— Т. 42.— С. 149.
3. Frisch O. // Zs. Phys.— 1933.— V. 86.— P. 42.
4. Эшкин А. // УФН.— 1973.— Т. 110.— С. 101.
5. Манзон Б. М. // УФН.— 1981.— Т. 134.— С. 611.
6. Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы.— М.: Наука, 1986.
7. Казанцев А. П. // УФН.— 1978.— Т. 124.— С. 113.
8. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. // УФН.— 1985.— Т. 147.— С. 117.
9. Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. // Изв. АН СССР, сер. физ.— 1985.— Т. 49.— С. 479.
10. Рамзай М. Ф. Молекулярные пучки: Пер. с англ./Под ред. Б. П. Алясевича.— М.: ИЛ, 1960.
11. Ландсберг Г. С.— Оптика.— М.: Наука, 1976.— § 133.
12. Миногин В. Г. // УФН.— 1982.— Т. 137.— С. 173.

13. Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
14. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. // Письма в ЖЭТФ.— 1979.— Т. 129.— С. 773.
15. Анцыгин В. Д., Атуков С. Н., Гельмуханов Ф. Х. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1979.— Т. 30.— С. 262.
16. Баранов В. Ю., Велихов Е. П., Дыхне А. М. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1980.— Т. 31.— С. 475.
17. Kapitza P., Dirac P. // Proc. Cambr. Phil. Soc.— 1933.— V. 29.— P. 297.
18. Федоров М. В. // ЖЭТФ.— 1967.— Т. 52.— С. 1434.
19. Schwarz H. // Phys. Lett.— 1974.— V. A43.— P. 475.
20. Arimondo E., Lew H., Oka T. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— V. 43.— P. 753.

Лекция 9. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ СРЕД

Электронная нелинейная восприимчивость. Эффект Керра. Электро-стрикция и электрокалорический эффект. Тепловой эффект

При описании взаимодействия света с прозрачными средами на макроскопическом уровне среда характеризуется усредненными оптическими характеристиками — поляризацией P , показателем преломления n или диэлектрической проницаемостью ϵ . Все эти характеристики выражаются через восприимчивость среды χ . При малой интенсивности света, в рамках линейной оптики, как уже не раз говорилось выше, ограничиваются учетом линейной восприимчивости среды $\chi^{(1)}$ (лекция 2). Соответственно в рамках линейной оптики для усредненных оптических характеристик справедливы хорошо известные соотношения

$$P = \chi^{(1)} E, \quad (1)$$

$$n^2 = \epsilon = 1 + 4\pi\chi^{(1)}. \quad (2)$$

При большой интенсивности света необходимо принимать во внимание кроме первого и высшие члены разложения поляризации по напряженности поля, т. е. восприимчивости высших порядков, так называемые нелинейные восприимчивости $\chi^{(K)}$ (лекция 2). В общем случае поляризация среды имеет вид

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

Относительная роль различных членов в (3), а также относительная роль различных восприимчивостей с фиксированной нелинейностью зависит от конкретных микроскопических свойств данной прозрачной среды и от частоты, поляризации и интенсивности излучения (лекция 2). Каждая конкретная нелинейная восприимчивость отражает конкретное физическое явление, возникающее в среде под действием интенсивного света. В данной лекции будут рассмотрены типичные явления, возникающие в различных средах — газах, жидкостях, прозрачных диэлектриках, проявляющиеся как нелинейные восприимчивости этих сред.

1. Электронная нелинейная восприимчивость. Нелинейная восприимчивость может быть обусловлена изменением электронных состояний атомов и молекул, составляющих данную среду (газ) или входящих в состав среды (например, красители). Два наиболее существенных эффекта сводятся к изменению энергий связанных электронных состояний, т. е. к динамической поляризуемости (лекция 3) и к изменению заселенности электронных состояний (лекции 4 и 6).

В рамках линейной оптики показатель преломления газа описывается формулой Лоренц — Лорентца [1]:

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \sum_i 4\pi\eta^2 [m(\omega_i^2 - \omega^2)]^{-1}, \quad (4)$$

где η — плотность газа, ω_i — частоты переходов в электронном спектре атома, ω — частота падающего излучения. Из (4) видно, что при фиксированной плотности газа η и фиксированной частоте излучения ω показатель преломления является константой. Нелинейные эффекты, возникающие при большой интенсивности излучения, хорошо видны на примере соотношения (4). Во-первых, в области нормальной дисперсии ($\omega \neq \omega_i$) из-за динамической поляризуемости атома изменяется его электронный спектр, т. е. величина ω_i перестает быть константой, характеризующей атомы среды, а становится функцией напряженности поля. Соответственно в (4) необходимо сделать замену $\omega_i \rightarrow \omega_i(E)$, что и обуславливает появление зависимости показателя преломления газа от интенсивности излучения ($n = n(F)$). Во-вторых, в области аномальной дисперсии ($\omega \approx \omega_i$) при большой интенсивности излучения возникает значительная заселенность возбужденного состояния атома, приводящая к уменьшению числа атомов в основном состоянии N_n . В пределе возможна реализация эффекта насыщения (лекция 6), когда заселенности основного и резонансного состояний становятся одинаковыми. Соответственно в (4) необходимо сделать замену $\eta = \eta(E)$, что также приводит к зависимости показателя преломления газа от интенсивности излучения. Поляризация атома на частоте ω с учетом заселенности возбужденного состояния m (n — основное состояние) описывается очевидным соотношением

$$P_\omega^{(1)} = (N_n(E) \chi_n^{(1)} + N_m(E) \chi_m^{(1)}) E_\omega. \quad (5)$$

В (5) от интенсивности излучения зависят заселенности N_n и N_m состояний n и m ; кроме того, различны $\chi_m^{(1)}$ и $\chi_n^{(1)}$, так что исходная линейная поляризация атома (1) в условиях заселения возбужденного состояния становится нелинейной функцией напряженности поля волны.

По аналогии с (5) следует, что насыщение двухфотонных резонансов ($2\omega \approx \omega_i$) приводит к появлению следующего члена в разложении поляризации по напряженности поля $P^{(2)} \propto E^2$, т. е. к появлению нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$. Детально электронная нелинейная поляризация рассмотрена в [2].

В заключение отметим, что как динамическая поляризуемость, так и резонансное заселение возбужденных состояний являются эффектами, возникающими за весьма малые времена, хотя и большие, чем период поля светового диапазона частот, но не превышающие длительность импульса излучения мощных лазеров (лекции 2—6). Соответственно эти эффекты принято называть *безынерционными эффектами* в реальном масштабе времени действия лазерного излучения на вещество.

Что касается напряженности поля излучения, при которой электронные эффекты надо принимать во внимание, то какие-либо общие утверждения сделать затруднительно. Дело в том, что абсолютное значение динамической поляризуемости резко зависит от частоты излучения (лекция 3), а эффективность резонансного заселения возбужденного состояния — от расстройки резонанса и ширины резонансного состояния. В качестве ориентировочных предельных значений можно пользоваться результатами тех оценок, которые были сделаны в примечаниях⁸⁾ к лекции 3 и³⁾ к лекции 6. Из этих оценок следует, что динамическая поляризуемость должна проявляться при напряженности поля $E \geq 5 \cdot 10^4$ В/см, а эффект насыщения должен возникать при $E \geq 10^2$ В/см. Это сравнительно очень небольшие величины, которые легко реализуются при импульсном режиме генерации лазерного излучения.

2. Эффект Керра. Возникновение оптической анизотропии среды под действием постоянного электрического поля — *эффект Керра* [3, 4] — является давно и детально изученным эффектом, широко используемым в технике модуляции световых пучков (*ячейка Керра*²⁾). Суть эффекта Керра состоит в следующем. Исходная, оптически изотропная среда под действием постоянного электрического поля становится анизотропной и двулучепреломляющей. Соответственно под действием поля изменяется исходный показатель преломления среды. Закон Керра для показателя преломления среды имеет следующий вид:

$$n_{||} - n_{\perp} = \lambda B(\lambda, T) E^2, \quad (6)$$

где $n_{||}$ и $n_{\perp}$ — показатели преломления для линейно поляризованного света, распространяющегося параллельно ($n_{||}$) и перпендикулярно ($n_{\perp}$) вектору E ; $B(\lambda, T)$ — *константа Керра*, характеризующая конкретную среду и зависящая от длины волны света λ и температуры среды T .

Эффект Керра наблюдается лишь для некоторых сред, состоящих из полярных молекул. Типичной керровской средой является нитробензол.

Микроскопическая природа эффекта Керра состоит в том, что полярная молекула (молекула, имеющая постоянный дипольный момент) взаимодействует с внешним полем и ориентируется под действием поля так, что энергия молекулы в поле минимальна. Действие внешнего поля E на молекулу, имеющую постоянный дипольный момент d , заключается в возникновении пары сил

с моментом $\mathbf{M} = [\mathbf{dE}]$, вращающим диполь так, чтобы расположить его вдоль поля ($\mathbf{d} \parallel \mathbf{E}$), т. е. ориентировать по полю. Ориентации молекул препятствует их тепловое движение. Таким образом, макроскопические оптические свойства среды зависят от напряженности внешнего поля (ориентирующего молекулы) и температуры среды (дезориентирующей молекулы). Типичное время ориентации (время поворота молекулы) имеет величину порядка 10^{-9} с.

Действие внешнего переменного электрического поля светового диапазона частот на полярную молекулу аналогично действию постоянного поля, так как время ориентации молекулы гораздо больше периода поля. Действующим при этом является средний квадрат напряженности поля за много периодов $\langle E^2 \rangle$.

Однако в сильном световом поле возникает и новый эффект — *оптический*, или *электронный эффект Керра* [3, 4, 12]. Суть этого эффекта состоит в том, что атомы и молекулы, исходно не имеющие постоянного дипольного момента, приобретают его (поляризуются) под действием внешнего поля. Взаимодействие индуцированного дипольного момента с внешним полем аналогично рассмотренному выше случаю взаимодействия полярных молекул с полем. Для того чтобы атом, не имеющий постоянного дипольного момента в отсутствие внешнего поля, приобрел его под действием поля, индуцированная поляризация атома должна носить анизотропный (в координатах атома) характер.

В случае молекул анизотропный характер индуцированной поляризации обусловлен исходной анизотропией структуры молекулы. Линейная восприимчивость анизотропной молекулы различна для различных направлений в системе координат, связанной с молекулой. Соответственно линейную восприимчивость можно разложить на составляющие и представить в виде недиагонального тензора $\chi^{(1)} = \chi_{ij}^{(1)}$. При этом поляризация во внешнем поле E описывается соотношением

$$P_i = \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j. \quad (7)$$

Очевидно, что в общем случае $\mathbf{P} \nparallel \mathbf{E}$. Таким образом, индуцированная поляризация анизотропных молекул определяется линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$ и потому начинает играть существенную роль в относительно слабом внешнем поле E .

Так как исходно молекулы в среде (газе, жидкости) не имеют определенной ориентации, а вектор индуцированной поляризации в каждой молекуле $\mathbf{P} \nparallel \mathbf{E}$, то в результате электронной поляризации среда в целом превращается в аналог исходной среды из полярных молекул. Для возникновения макроскопической анизотропии среды в целом необходимо в данном случае (как и в случае среды из полярных молекул), чтобы молекулы, у которых возник индуцированный дипольный момент, ориентировались в поле по вектору $\mathbf{E}$. Таким образом, в случае неполярных ани-

зотропных молекул эффект состоит в их электронной поляризации и ориентации по полю.

Как уже указывалось выше в лекции 3, индуцированная электронная поляризация возникает за времена порядка 10^{-12} — 10^{-13} с. С одной стороны, это время гораздо больше периода светового поля, т. е. поляризация определяется средним (по времени) квадратом напряженности поля $\langle E^2 \rangle$. С другой стороны, это время гораздо меньше времени, за которое ориентируются (поворачиваются) поляризованные молекулы по направлению внешнего поля (10^{-9} с). Поэтому при электронном эффекте Керра, возникающем в среде из неполярных анизотропных молекул, определяющей является стадия ориентации поляризованных молекул.

В случае изотропных систем, например атомов, линейная поляризация, индуцированная внешним полем, изотропна, так как линейная восприимчивость изотропна (тензор $\chi_{ij}^{(1)}$ является диагональным). Анизотропия в поляризации возникает из-за нелинейной восприимчивости. Как уже обсуждалось выше (лекция 3), в системах с центром инверсии первый нелинейный член разложения поляризации по напряженности поля есть кубичный член. Кубичная восприимчивость $\chi^{(3)} = \chi_{ijkl}^{(3)}$ является тензором четвертого ранга. Среди различных $\chi^{(3)}$ нас интересует в данном случае восприимчивость вида

$$\chi^{(3)} = \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) \quad (8)$$

(схема соответствующего процесса поглощения — излучения фотонов приведена на рис. 1). Тензор нелинейной восприимчивости $\chi_{ijkl}^{(3)}$ недиагонален по компонентам $ijkl$. Соответственно возникает различие в индуцированной поляризации по различным направлениям. Так, например,

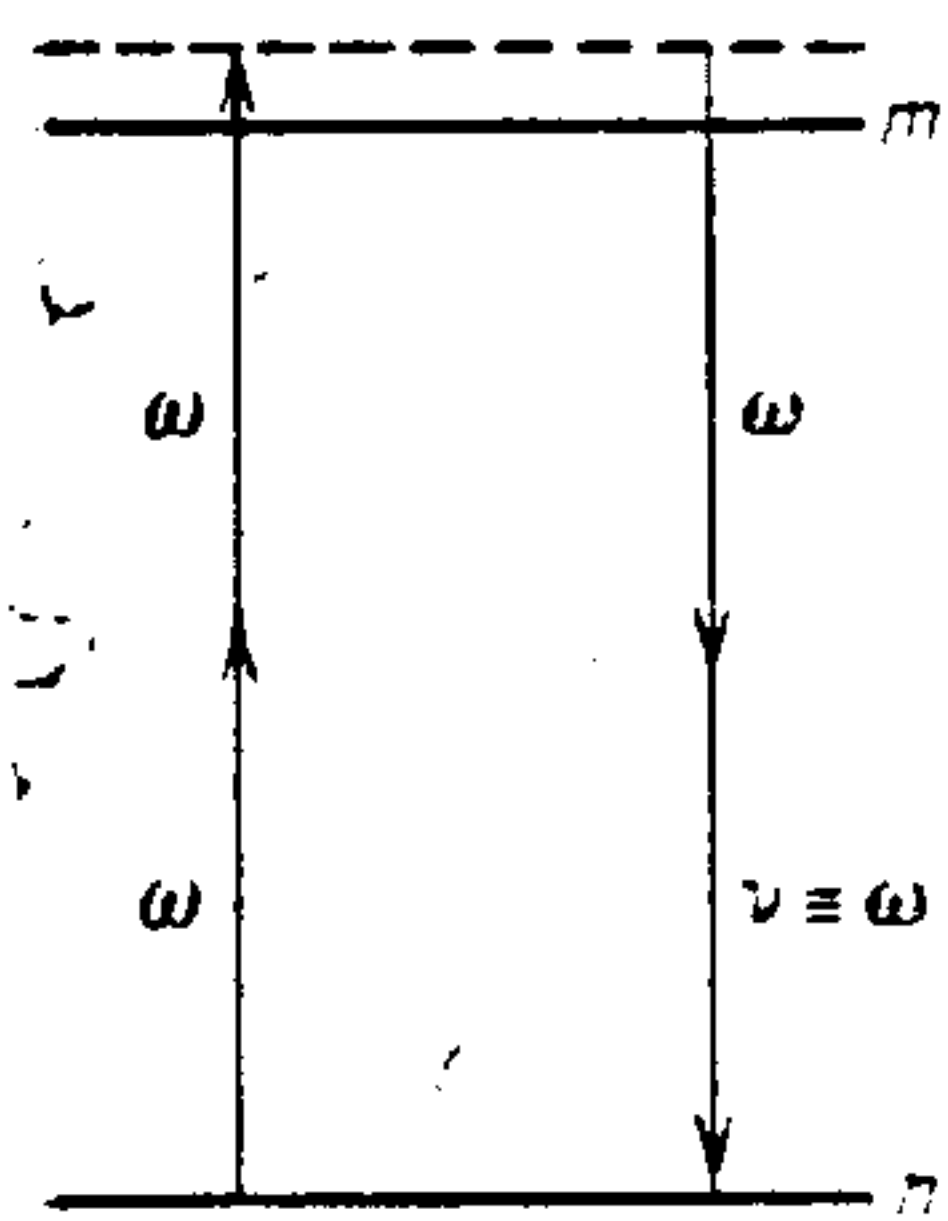
$$\chi_{zzzz}^{(3)} \neq \chi_{xzzz}^{(3)}. \quad (9)$$

Таким образом, индуцированная поляризация атомов ввиду изотропности их структуры определяется нелинейной восприимчивостью ($\chi^{(3)}$, $\chi^{(5)}$), а потому играет существенную роль лишь в относительно сильном внешнем поле.

Отличие от анизотропных молекул в данном случае состоит в том, что индуцированная поляризация во всех атомах возникает в определенном направлении по отношению к вектору $\mathbf{E}$, т. е. возникновение поляризации приводит к возникновению макроскопической анизотропии среды в целом. Таким образом, для возникновения анизотропии среды в целом нет необходимости в ориентации атомов. Это очень важное отличие, так как характерное время поляризации (порядка 10^{-12} с) гораздо меньше характерного времени ориентации (порядка 10^{-9} с). Соответственно электронный эффект Керра в атомах является практически *безынерционным эффектом* даже для пикосекундных длительностей импульсов лазерного излучения.

Резюмируя, можно утверждать, что практически в любых средах возникает электронный эффект Керра, приводящий к зависимости показателя преломления от напряженности переменного поля.

Восприимчивости $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(3)}$ существенно различаются для разных атомов (молекул) и зависят от частоты излучения (для фиксированного объекта). Поэтому изменение показателя преломления среды из-за эффекта Керра является индивидуальным свойством среды. Некоторые данные, иллюстрирующие это утверждение, приведены выше в ⁴⁾.



1. Схема процесса поглощения и излучения фотонов, соответствующая кубичной восприимчивости

3. Электрострикция и электрокалорический эффект. Из электродинамики сплошных сред известно, что диэлектрическая проницаемость среды зависит от давления p и температуры T среды, $\epsilon = \epsilon(p, T)$ [6]. В свою очередь, давление в среде изменяется при наложении на среду внешнего поля — это явление *электрострикции* [7], обусловленное деформацией среды. Микроскопической причиной электрострикции является взаимодействие зарядов, связанных в среде (в молекулах жидкости, в кристаллической решетке твердых тел) с внешним полем. Необходимо иметь в виду, что для кристалла, помещенного в электрическое поле, нельзя ввести понятие давления так, как это можно сделать для жидкости. Так как кристалл анизотропен, то для описания электрострикции кристалла необходимо решать задачу в рамках теории упругости. Ниже будет рассмотрен более простой случай изотропного диэлектрика, примером которого является жидкость.

Избыточное давление в среде, вызываемое электрострикцией, описывается соотношением [7, 8, 9]

$$\Delta p = (8\pi)^{-1} \rho (\partial \epsilon / \partial p)_T E^2 = (8\pi \beta_T)^{-1} (\partial \epsilon / \partial p)_T E^2, \quad (10)$$

где ρ — плотность, β_T — коэффициент изотермической сжимаемости среды. Изменение давления в среде приводит к изменению диэлектрической проницаемости среды,

$$\Delta \epsilon = (\partial \epsilon / \partial p)_T \Delta p = (8\pi \beta_T)^{-1} (\partial \epsilon / \partial p)_T^2 E^2, \quad (11)$$

и соответственно к изменению показателя преломления n :

$$\Delta n = (4\pi \beta_T)^{-1} n (\partial n / \partial p)^2 E^2. \quad (12)$$

В неполярных жидкостях связь диэлектрической проницаемости и плотности описывается *формулой Клаузиуса — Мосотти*, являющейся частным случаем *формулы Онзагера* [10]: $(\epsilon - 1) \times (\epsilon - 2)^{-1} = \rho C$, где C — константа, зависящая от рода жидкости. Для большинства сред $(\partial \epsilon / \partial p) > 0$, поэтому такие среды под действием внешнего поля сжимаются.

Основное различие жидкостей обусловлено величинами $(\partial n / \partial p)_T$, которые отличаются на фактор до 10; величины β_T отличаются меньше. Используя значения для величин, входящих в соотношение (12) (см., например, [8]), легко оценить, что значительное изменение показателя преломления жидкостей возникает при весьма умеренной напряженности поля лазерного излучения ³⁾. Таким образом, электрострикция является весьма универсальным явлением, обуславливающим появление зависимости показателя преломления самых различных сред от интенсивности лазерного излучения.

Изменение давления в среде из-за электрострикции приводит к изменению объема среды и ее температуры. Так как диэлектрическая проницаемость среды зависит от ее температуры $\epsilon = \epsilon(T)$, то возникает изменение показателя преломления. Это так называемый *электрокалорический эффект*. Изменение диэлектрической проницаемости в этом случае описывается соотношением [8]:

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon &= (\partial \epsilon / \partial T)_p \Delta T = \\ &= -3T (8\pi c_p)^{-1} (\epsilon - 1) (\epsilon - 2)^{-1} (\partial V / \partial T)_p (\partial \epsilon / \partial T)_p E^2, \end{aligned} \quad (13)$$

где c_p — теплоемкость среды. Как правило, для большинства жидкостей электрокалорический эффект мал по сравнению с электрострикцией [8].

В обоих случаях исходным является изменение давления в среде, которое происходит за время, определяемое скоростью звука в среде. Поэтому по сравнению с эффектом Керра электрострикция и электрокалорический эффект являются *инерционными эффектами*.

Надо иметь в виду, что электрострикция и электрокалорический эффект возникают практически в любых средах. Однако их относительная роль, а также их роль по сравнению с ролью эффекта Керра полностью зависят от свойств данной конкретной среды ⁴⁾.

4. Тепловой эффект. В основе теплового эффекта лежит также зависимость диэлектрической проницаемости от температуры среды, о которой уже шла речь выше. Однако в данном случае изменение температуры среды связано не с изменением давления (как в случае электрокалорического эффекта), а с диссипацией энергии лазерного излучения в среде.

Нельзя указать на какую-либо общую микроскопическую природу процесса, приводящего к поглощению излучения и диссипации его энергии в различных средах. Существенную роль играют оптическая неоднородность среды, ее физико-химические свойства, атомно-молекулярная структура, непрозрачные макроскопические примеси (лекции 16—18). Нельзя ограничиться и традиционным разделением на упругое и неупругое рассеяние падающих фотонов из-за пространственной локализации лазерного излучения в среде.

При учете процесса нагревания среды лазерным излучением надо принимать во внимание возможное различие между поглощением излучения и поглощением энергии излучения. Дело в том, что поглощение излучения, падающего на среду, часто сводится к чисто радиационным процессам. Таково, например, рэлеевское рассеяние или каскадная радиационная релаксация в основное состояние возбужденного атома (молекулы), образованного за счет поглощения кванта падающего излучения. При рэлеевском рассеянии частота фотонов не изменяется, они выводятся из пучка за счет отличия направления вылета спонтанно рассеянных фотонов по отношению к направлению распространения падающих фотонов. При каскадной релаксации изменяются и энергия, и направление вылета фотонов. В обоих случаях, хотя излучение и поглощается (т. е. убывает число фотонов в пучке при его распространении в среде), но энергия поглощенного излучения среде не передается. Типичным примером обратной ситуации, когда среда поглощает энергию излучения, является наличие в прозрачной среде макроскопических непрозрачных включений, нагревающихся и испаряющихся под действием мощного лазерного излучения. Нас будет интересовать именно случай поглощения энергии излучения средой.

Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры можно представить в виде

$$\epsilon = \epsilon_0 + (\partial\epsilon/\partial T)T. \quad (14)$$

Для описания теплового эффекта сделаем единственное общее предположение о справедливости законов Бугера и Бера [1] (см. лекцию 16), т. е. о линейной зависимости поглощения от пути, пройденного светом в среде (случай малого поглощения), и об отсутствии зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения $\mu = \text{const.}$ (Как следует из данных, приведенных в лекциях 3 и 16, последнее предположение, строго говоря, справедливо далеко не во всех случаях.)

Для учета изменения температуры среды в результате поглощения в ней энергии лазерного излучения можно воспользоваться уравнением теплопроводности

$$\rho C_p (\partial T / \partial t) = Q + \kappa T, \quad (15)$$

в котором можно пренебречь членом, описывающим собственно теплопроводность κT . Такое упрощение возможно, так как характерное время, за которое тепло распространяется на расстояние порядка радиуса светового пучка, больше длительности импульса лазерного излучения. Поэтому потерей тепла из-за теплопроводности можно пренебречь за время распространения лазерного излучения в среде.

Источник тепла Q связан с напряженностью поля E излучения через вектор Пойнтинга и коэффициент поглощения энергии излучения μ :

$$Q = \mu c E^2 / (8\pi). \quad (16)$$

Из соотношений (14) — (16) следует выражение для диэлектрической проницаемости ϵ :

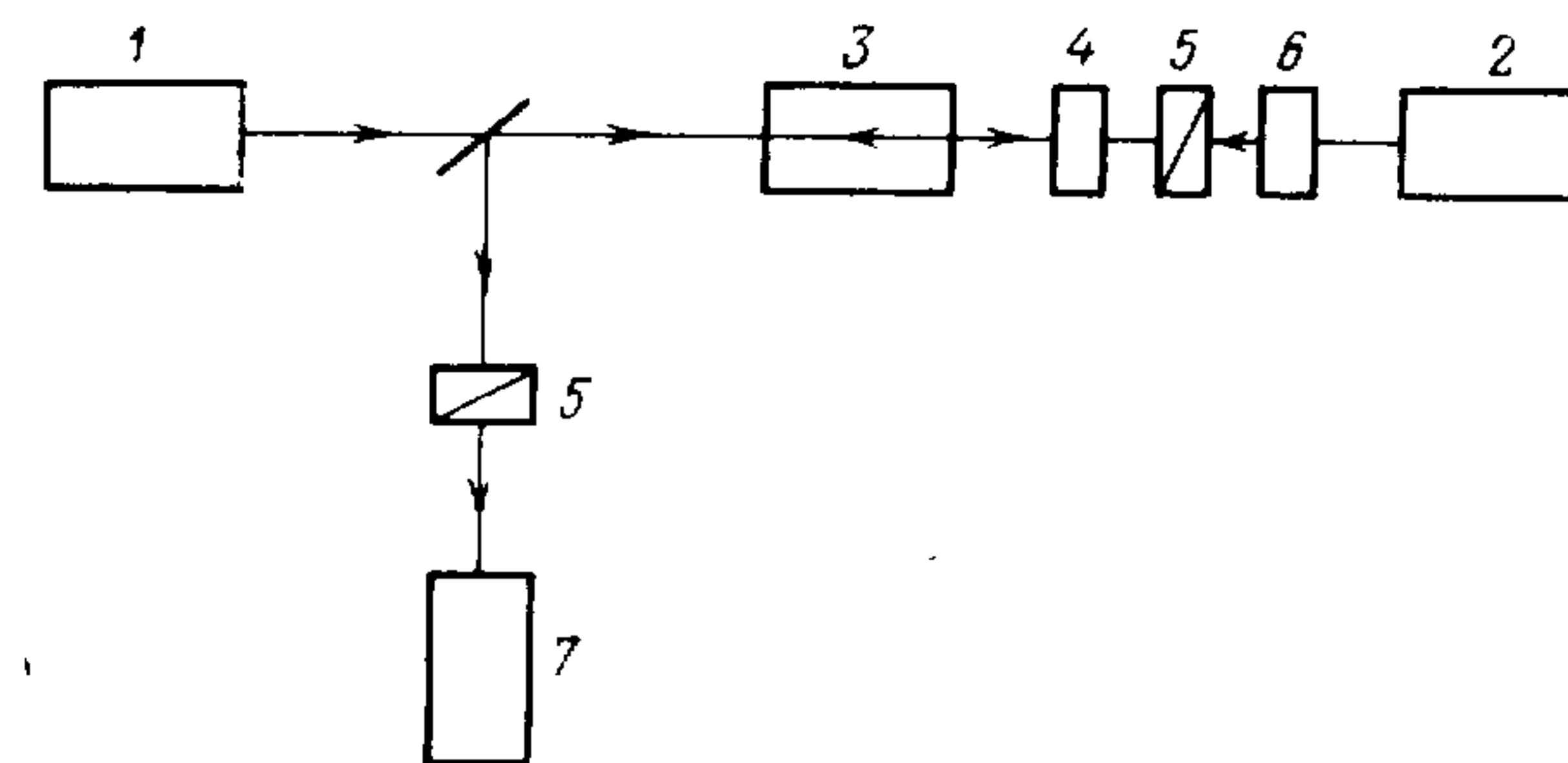
$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon(T) = \epsilon_0 (\mu c t / 8\pi \rho C_p) (\partial\epsilon/\partial T) E^2 = \epsilon_0 + \alpha(T) E^2, \quad (17)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды в отсутствие излучения. Производная $\partial\epsilon/\partial T$, а следовательно и величина $\alpha(T)$ в зависимости от свойств среды и излучения могут быть как положительной, так и отрицательной величиной. Соответственно диссипация энергии лазерного излучения может приводить как к увеличению, так и к уменьшению диэлектрической проницаемости среды. Масштаб этого изменения зависит от напряженности поля излучения.

Количественные оценки по соотношению (17) показывают, что незначительного поглощения ($\sim 10^{-2}$) энергии излучения достаточно, чтобы изменение показателя преломления из-за теплового эффекта имело такой же масштаб величины, как в случае стрикции или эффекта Керра⁵⁾.

* * *

Выше рассмотрены основные эффекты, приводящие к изменению показателя преломления прозрачных сред под действием сильного светового поля лазерного излучения. Существуют и другие эффекты (например, образование плазмы, см. лекции 16 и 22), также приводящие к изменению показателя преломления среды под действием лазерного излучения.



2. Схема эксперимента по наблюдению возникновения эффекта Керра в среде под действием лазерного излучения методом вспомогательного источника: 1 — мощный импульсный лазер, 2 — маломощный лазер, играющий роль вспомогательного источника, 3 — исследуемая среда, 4 — поглотитель излучения мощного лазера, 5 — пластинки $\lambda/4$, 6 — поляризатор (призма Глана — Фуко), 7 — фотоумножитель — детектор вспомогательного излучения

Экспериментальное изучение эффектов, приводящих к изменению показателя преломления, осуществляется обычно методом вспомогательного источника света (рис. 2). В качестве примера приведена схема эксперимента по наблюдению и исследованию эффекта Керра, индуцируемого в среде мощным лазерным излу-

чением. Через исследуемую среду пропускается излучение от двух источников — мощное лазерное излучение, под действием которого изменяется показатель преломления среды, и вспомогательное излучение от спектральной лампы или маломощного лазера. Использование скрещенных поляризаторов создает такую ситуацию, когда пробное излучение на детектор не попадает при отсутствии излучения мощного лазера. Включение мощного лазера приводит к возникновению двойкопреломления среды, в результате чего пробное излучение попадает на детектор. Изменяя параметры, характеризующие мощное излучение, и наблюдая изменение сигнала с детектора пробного излучения, можно получать качественную и количественную информацию об эффекте Керра, возникающем в среде.

Резюмируя данные, приведенные в этой лекции, можно утверждать, что изменение показателя преломления прозрачных сред под действием сильного светового поля лазерного излучения является типичным эффектом, реализующимся практически во всех средах — газах, жидкостях и твердых телах — при умеренной интенсивности излучения.

Из линейной оптики хорошо известно, что основные законы распространения световых пучков — закон прямолинейного распространения, законы отражения и преломления на границе двух сред — определяются показателем преломления среды. Очевидно, что как только показатель преломления данной среды перестает быть константой, а становится функцией напряженности поля волны, распространяющейся в среде, основные законы распространения света, известные из линейной оптики, должны нарушаться и должны возникать новые явления. Эти явления обсуждаются в последующих лекциях.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Нелинейные восприимчивости систем с центром инверсии. Нелинейные восприимчивости таких систем (атомов, сферически симметричных молекул) являются нечетными степенями напряженности поля:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(3)}E^3 + \chi^{(5)}E^5 + \dots$$

Нелинейные восприимчивости, являющиеся четными степенями, например $P^{(2)} = \chi^{(2)}E^2$, могут реализоваться лишь в системах без центра инверсии. Эта закономерность лучше всего видна при рассмотрении индуцированной поляризации с использованием языка рассеяния света и исходя из правил отбора для дипольных переходов (лекция 2).

2. Ячейка Керра. Ячейка Керра представляет собой фотозатвор, позволяющий модулировать пропускание линейно поляризованного света. Ячейка состоит из двух скрещенных поляроидов с расположенной между ними кюветой, наполненной нитробензолом. Кювета помещена в плоский конденсатор, на обкладках которого можно изменять напряжение. При отсутствии напряжения на конденсаторе ячейка в целом непрозрачна для падающего на нее света, так как поляризаторы скрещены. При приложении напряжения на конденсатор под действием поля конденсатора в нитробензоле возникает эффект Керра, приводящий к появлению двулучепреломления. Таким образом, кювета при соответствующем напряжении на конденсаторе превращается в элемент, сдвигающий фазу необыкновенной волны на $\lambda/4$. Тем самым ячейка в целом просветляется. Изменение напряжения на кон-

денсаторе во времени позволяет модулировать пропускание и получать на выходе из ячейки свет с интенсивностью, промодулированной во времени. Ячейка Керра, в частности, используется для модуляции добротности резонатора лазера.

3. Электрострикция. Численные оценки показывают, что электрострикция приводит к значительному изменению показателя преломления при относительно слабых полях лазерного излучения. Согласно количественным данным, приведенным в [8], для большинства жидкостей $(\partial n / \partial \rho)_T \sim 10^{-10} \text{ см}^2/\text{дин}$, $\beta_T \sim 10^{-10} \text{ см}^2/\text{дин}$, откуда, следуя (12), получаем $\Delta n/n \sim 10^{-11} E^2$, где E в единицах СГС; следовательно, $\Delta n/n \sim 10^{-6} E^2$, где $[E] = \text{В/см}$.

4. Относительная роль эффекта Керра, электрострикции и электрокалорического эффекта. Значения Δn для этих эффектов по приведенным выше формулам (см. также [8]) приведены в таблице в виде $(\Delta n/E^2) \cdot 10^{12}$ в единицах СГС:

Вещества	Эффект Керра	Электрострикция	Электрокалорический эффект
Сероуглерод	21	5	1
Четыреххлористый углерод	0,2	1,0	0,3
Хлороформ	0,4	0,4	0,5

Из таблицы видно, что относительная роль различных эффектов существенно зависит от конкретной жидкости.

5. Тепловой эффект. Численные оценки теплового эффекта показывают, что он приводит к существенным изменениям показателя преломления при незначительном коэффициенте поглощения энергии излучения. Подставляя в (17) типичные значения $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$, $C_p = 1 \text{ Дж/(г·К)}$, $\partial \epsilon / \partial T \sim 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, $t \sim 10^{-8} \text{ с}$, получаем $\epsilon(T)/E^2 \sim 10^{-11} \text{ СГС}$ при коэффициенте поглощения $\mu \sim 10^{-2}$. Полученная величина $a(T)$ такого же порядка, как и при реализации других эффектов (см. 4)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика.— М.: Наука, 1976.— § 156.
2. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов.— М.: Наука, 1986.
3. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика: Пер. с польск./Под ред. И. Л. Фабелинского.— М.: Наука, 1981.— Гл. VII, § 2.3.
4. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика.— М.— Л.: ГИТТЛ, 1951.— Гл. 7.
5. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров: Пер. с польск./Под ред. И. Ф. Бухенского.— М.: Мир, 1981.— Гл. 23.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— Гл. 2.
7. См. [6], § 12.
8. См. [3], гл. VII, § 6.
9. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света.— М.: Наука, 1965.— § 34.
10. Ахизер А. И., Ахизер И. А. Электромагнетизм и электромагнитные волны.— М.: Высшая школа, 1985.— § 8.2.
11. См. [2], § 3.7.
12. Вукс М. Ф. Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1984.

Лекция 10. РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Спонтанное рассеяние света атомами и молекулами. Вынужденное рассеяние света. Вынужденное комбинационное рассеяние света атомами. Роль ВКР в нелинейной оптике и квантовой радиофизике. Спонтанное рассеяние света однородной средой. Вынужденное рассеяние света однородной средой

Обращаясь к обсуждению вопроса о рассеянии света, в первую очередь необходимо классифицировать различные процессы рассеяния.

Часто в научной литературе фигурирует утверждение, что процесс рассеяния всегда является вынужденным. Такая точка зрения не вызывает возражений — действительно, рассеянный фотон возникает в среде не самопроизвольно, а под действием фотона, падающего на среду извне. Однако это тривиальное утверждение. Нетривиальным является вопрос о том, каков характер процесса после того, как атом поглотил фотон и перешел в возбужденное состояние. Очевидно, что процесс испускания фотона атомом может быть самопроизвольным (спонтанным) или вынужденным (индуцированным) в соответствии с теорией излучения Эйнштейна. Согласно этой теории определяющим является отсутствие (спонтанное испускание) или наличие (вынужденное испускание) других таких же фотонов [1]. Именно по этому признаку — характеру процесса испускания вторичного фотона (фотонов) атомом (средой) — мы будем в дальнейшем подразделять процессы рассеяния света и говорить о спонтанном и вынужденном рассеянии света.

Как известно, соотношение между вероятностями вынужденного и спонтанного рассеяния определяется коэффициентами Эйнштейна и числом рассеянных фотонов¹⁾ [1, 2]. Так как интенсивность лазерного излучения весьма высока, то при рассеянии лазерного излучения всегда много рассеянных фотонов, так что вынужденное рассеяние всегда доминирует над спонтанным рассеянием. (В лекции 6 была сделана численная оценка критической напряженности поля, при которой вероятности вынужденной и спонтанной релаксации в двухуровневой системе равны; согласно этой оценке $E_{кр} \sim 10^2$ В/см.)

Отметим, что в научной литературе, как правило, при обсуждении спонтанного рассеяния света опускают термин *спонтанное* и говорят просто о рассеянии света. Такая терминология сложилась исторически. Дело в том, что в долазерную эпоху спектральная яркость источников света была не достаточно велика, чтобы наблюдать вынужденное рассеяние света.

Процессы рассеяния света целесообразно также классифицировать по соотношению между частотами падающего и рассеянного фотонов. В том случае, когда эти частоты равны или когда есть различие, но оно сводится лишь к изменению контура линии, принято говорить о *несмещенном* (или *рэлеевском*) *рассеянии света*. Если частоты различаются сильно, то используется

термин *смещенное рассеяние*. Примером смещенного рассеяния является *комбинационное (рамановское) рассеяние*. В свою очередь, смещенное рассеяние подразделяется на *стоксово* и *антистоксово* *рассеяние* (в первом случае частота рассеянного кванта меньше, а во втором — больше частоты падающего кванта).

Наконец, процессы рассеяния света надо классифицировать по основным свойствам рассеивающей среды. Всевозможные прозрачные среды можно разделить на среды из изолированных атомов (молекул), однородные и неоднородные конденсированные среды. Изолированными атомы мы будем называть в том случае, если рассеяние света происходит на отдельном атоме, а эффект рассеяния света средой является простой суммой эффектов рассеяния отдельными атомами. Однородной мы будем называть конденсированную среду в том случае, если она не содержит макроскопических инородных включений, имеющих показатель преломления или поглощения, отличный от основной среды. В том случае, когда такие включения имеются, среда называется неоднородной (пыль в газе; твердые частицы, взвешенные в жидкости; дефекты и локальные примеси в стеклах и кристаллах). Отметим, что однородные среды в научной литературе иногда называются молекулярными средами. Мы не будем использовать этот термин, так как он неудачно и нечетко характеризует однородные среды.

В этой лекции мы не будем обсуждать процессы рассеяния света в неоднородных средах. Некоторые аспекты процесса рассеяния лазерного излучения в неоднородных средах будут затронуты в лекции 18, посвященной распространению лазерного излучения в прозрачных диэлектриках.

Таким образом, в этой лекции будет рассмотрено рассеяние света изолированными атомами и однородными средами. Прежде чем перейти к основному содержанию лекции — вынужденному рассеянию лазерного излучения, — напомним кратко основные черты процесса спонтанного рассеяния света.

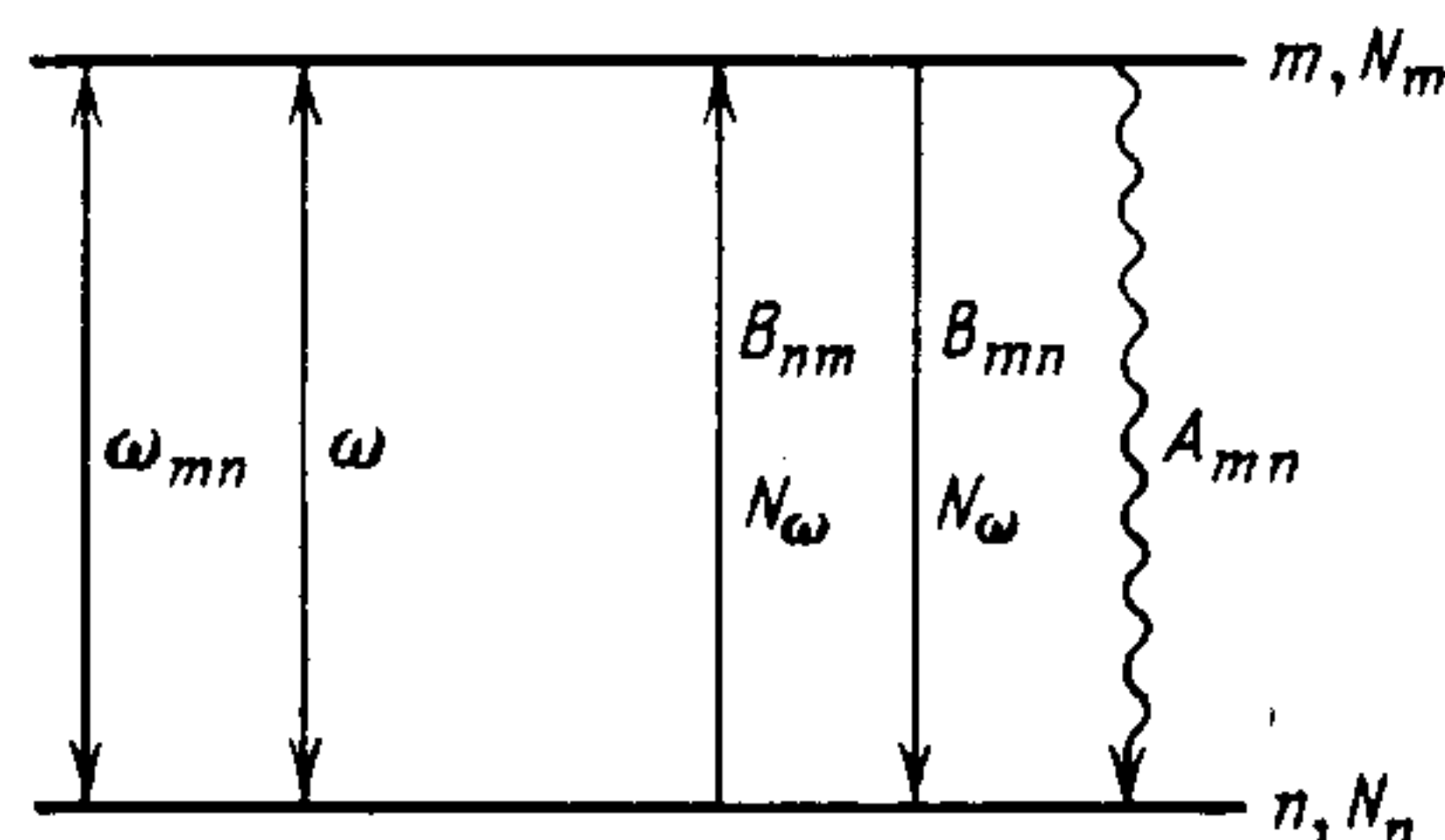
1. Спонтанное рассеяние света атомами и молекулами. В этом разделе мы будем, как и всюду в этой части, ради упрощения обсуждать процесс спонтанного рассеяния света атомами. Качественно все выводы аналогичны и для случая рассеяния света молекулами. Различия носят лишь количественный характер. Они обусловлены различием в спектрах атомов и молекул и, тем самым, в возможных диапазонах частот для рассеянного света. Качественная аналогия обусловлена тем, что в обоих случаях падающий фотон взаимодействует с электроном, связанным в той или иной квантовой системе. Отдельные аспекты процесса спонтанного рассеяния света атомами уже обсуждались нами выше, в лекции 2 (взаимосвязей рассеяния света и восприимчивости атома), в лекции 4 (вероятность фотовозбуждения атома) и в лекции 6 (резонанс в двухуровневой системе).

В соответствии с формулами (5), (8) и (9) из лекции 2, вероятность несмещенного (рэлеевского) рассеяния света часто-

ты ω на атоме (рис. 1) описывается следующим соотношением:

$$dw_{\omega,\omega} = (2\pi)^{-1} \omega^3 c^{-3} |\chi^{(1)}(\omega; \omega)|^2 E_{\omega}^2 d\Omega_{\omega}, \quad (1)$$

где E_{ω} — напряженность светового поля, падающего на атом, $\chi^{(1)}(\omega; \omega)$ — линейная восприимчивость атома, $d\Omega_{\omega}$ — телесный



1. Схема двухуровневого атома n, m в резонансном внешнем поле $\omega \approx \omega_{mn}$. Сплошные линии — вынужденные переходы, волнистая линия — спонтанный переход; N_{ω} — число фотонов частоты ω ; N_n, m — заселенности состояний n, m ; A_{nm}, B_{nm}, B_{mn} — коэффициенты Эйнштейна

угол, в котором испускаются фотоны. Разделив dw на плотность потока падающих фотонов

$$F_{\omega}/\omega = c|E_{\omega}|^2/(8\pi\omega) \quad (2)$$

и проинтегрировав по Ω , из (11) получаем соотношение для сечения рэлеевского рассеяния света, так называемую формулу Рэля, [3]:

$$\sigma_{\omega,\omega} = (16\pi/3) \omega^4 c^{-4} |\chi^{(1)}(\omega; \omega)|^2. \quad (3)$$

Выражения для вероятности и сечения в случае смещенного рассеяния (комбинационного рассеяния) аналогичны. Они получаются из (1) и (3) путем замен:

$$\omega \rightarrow \nu, \chi^{(1)}(\omega, \omega) \rightarrow \chi^{(1)}(\nu, \omega), d\Omega_{\omega} \rightarrow d\Omega_{\nu},$$

где ν — частота испускаемого фотона (рис. 2).

Соответственно сечение комбинационного рассеяния света описывается соотношением

$$\sigma_{\nu,\omega} = (16\pi/3) \omega \nu^3 c^{-4} |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2. \quad (4)$$

Рэлеевским и комбинационным рассеянием света исчерпываются линейные процессы рассеяния на атомах. Напомним (лекция 2), что линейными процессами рассеяния называются процессы, обусловленные однофотонным поглощением и определяющиеся линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. Вероятность линейных процессов, тем самым, линейно зависит от числа фотонов, т. е. от интенсивности падающего излучения: $w_{\omega,\omega}, w_{\omega,\nu} \propto E_{\omega}^2 \propto F_{\omega}$.

В общем случае кроме линейных надо также принимать во внимание и нелинейные процессы рассеяния, обусловленные поглощением нескольких фотонов и описываемые нелинейными восприимчивостями (лекция 2). В качестве примера можно привести процесс гиперкомбинационного рассеяния (формула (18) и рис. 5 из лекции 2). Такие процессы типичны при взаимодействии мощного лазерного излучения с атомной средой.

С другой стороны, надо принимать во внимание и процессы многофотонного спонтанного распада. В качестве примера такого процесса можно указать на двухфотонный распад атома водорода, возбужденного в $2S$ -состояние²⁾. Такими процессами, как правило, можно пренебречь ввиду малости их вероятности по сравнению с вероятностью однофотонного спонтанного распада.

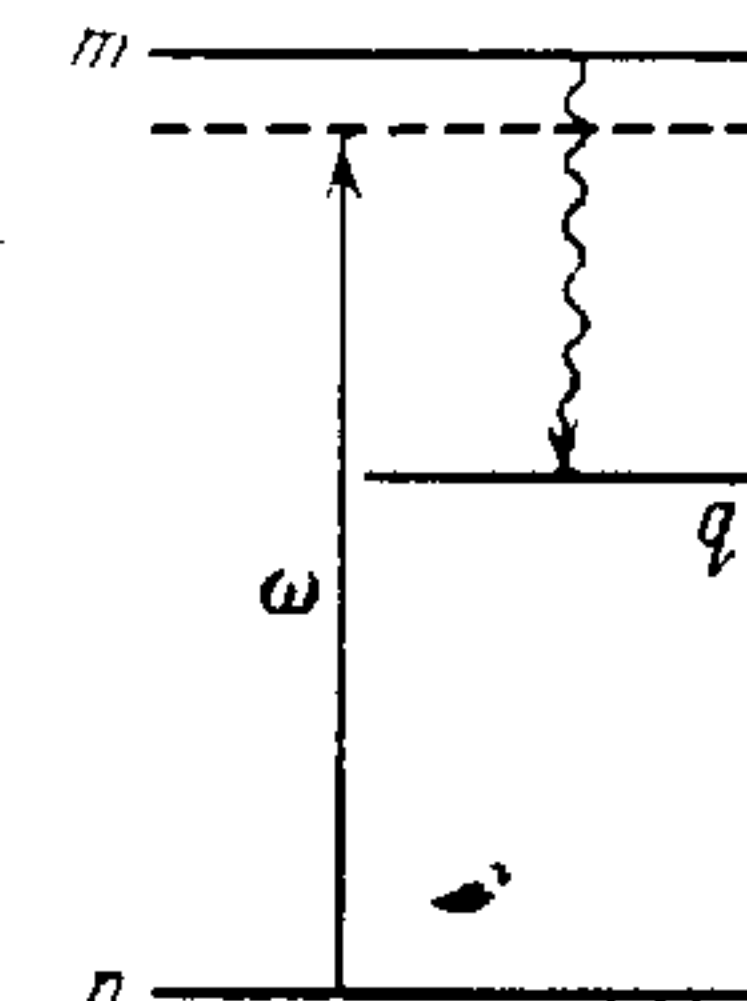
Таким образом, резюмируя, в случае среды из изолированных атомов или молекул (газы при нормальном или низком давлении) спонтанное рассеяние света не очень большой интенсивности сводится к рэлеевскому и комбинационному рассеянию, а при большой интенсивности дополнительно могут возникать различные процессы, обусловленные многофотонным возбуждением атомов.

2. Вынужденное рассеяние света. Обратимся сначала к спонтанному рассеянию света атомом. Из обсуждения этого процесса, проведенного выше (а также в лекциях 2, 4 и 6), следует, что процесс спонтанного рассеяния можно разделить на два независимых процесса — на процесс возбуждения атома при поглощении падающего фотона частоты ω и на процесс испускания света частоты ν возбужденным атомом при его спонтанной релаксации в основное состояние. Как уже говорилось выше, в соответствии с теорией излучения Эйнштейна, процесс испускания фотона частоты ν может носить спонтанный или вынужденный характер в зависимости от отсутствия или наличия во внешнем поле фотонов с частотой ν . Если во внешнем поле имеется N_{ν} фотонов частоты ν , то процесс испускания фотона частоты ν данным атомом носит вынужденный характер. Вероятность вынужденного испускания

$$w(N_{\nu}) = (N_{\nu} + 1)w, \quad (5)$$

где w — вероятность спонтанного испускания. Таким образом, вероятность вынужденного испускания в N_{ν} раз больше вероятности спонтанного испускания (при $N_{\nu} \gg 1$). Поскольку вынужденное испускание фотона частоты ν на другом языке означает вынужденное рассеяние света частоты ω , то все сказанное выше относительно вынужденного испускания очевидным образом относится к вынужденному рассеянию света.

Из приведенного выше примера видно качественное отличие вынужденного рассеяния света от спонтанного рассеяния. Вероятность вынужденного рассеяния, а тем самым и интенсивность рассеянного света определяются числом рассеянных фотонов частоты ν , т. е. напряженностью поля на частоте ν . Вероятность спонтанного рассеяния зависит только от числа падающих фотонов частоты ω , т. е. от напряженности возбуждающего поля частоты ω .



2. Схема процесса спонтанного комбинационного рассеяния: ω — частота возбуждающего фотона, ν — частота спонтанно испускаемого фотона

Из приведенного выше примера следуют основные условия возникновения вынужденного рассеяния света. Для этого необходимо наличие конкретного процесса спонтанного рассеяния и наличие достаточно большого числа рассеянных фотонов (достаточно большой напряженности поля на частоте рассеянного света). Соответственно следует ожидать, что могут реализоваться вынужденные аналоги всех спонтанных процессов рассеяния света. Действительно, после того как для возбуждения процесса рассеяния света стало возможным использовать лазерное излучение высокой интенсивности, стало возможным наблюдать вынужденные аналоги всех спонтанных процессов рассеяния света.

Прежде чем перейти к рассмотрению основных черт процесса вынужденного рассеяния света на примере вынужденного комбинационного рассеяния, сделаем одно достаточно очевидное замечание о вынужденном рэлеевском рассеянии света. По сути дела процесс рэлеевского, несмещенного рассеяния света на атоме нами уже был рассмотрен в лекции 6, посвященной двухуровневой квантовой системе в резонансном внешнем поле. Из материала, приведенного в лекции 6, следует, что на языке спектра рассеянного света эффект сводится лишь к перераспределению в масштабах контура линии спонтанного рассеяния и частоты Раби. Что касается вероятности вынужденного рэлеевского рассеяния света, то она определяется соотношениями (1) и (5). Вынужденное рэлеевское рассеяние света не привлекает к себе внимания, как несмещенное рассеяние, наличие которого можно установить лишь по интенсивности рассеянного света и по тонким изменениям контура линии рассеяния.

Совсем иная ситуация с комбинационным рассеянием света, при котором частота рассеянного света может резко отличаться от частоты возбуждающего света.

3. Вынужденное комбинационное рассеяние света атомами. Процесс вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света на атоме, в результате которого возникает первая (основная, низшая) компонента ВКР, является наиболее простым процессом, на примере которого можно видеть основные черты вынужденного рассеяния света.

Обратимся снова к трехуровневой модели (см. рис. 2), на примере которой был рассмотрен процесс спонтанного комбинационного рассеяния (СКР). Будем рассматривать идеальный случай, полагая, что падающее излучение является монохроматическим. Исходя из соотношений (1) — (4) для сечения процесса спонтанного комбинационного рассеяния, можно записать выражение

$$d\sigma_{\nu,\omega} = (4/3)\omega\nu^3 c^{-4} |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 g(\nu) d\nu d\Omega_\nu, \quad (6)$$

где фактор $g(\nu)$ учитывает конечную ширину возбужденного состояния m , т. е. представляет собой спектральную форму линии испускаемых фотонов с частотой ν^3 .

Рассмотрим теперь макроскопическую среду, состоящую из атомов, на которую падает монохроматическая волна с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$, направленным по оси z . По мере распространения этой волны в среде спонтанное комбинационное рассеяние падающего излучения происходит многократно на ряде атомов среды.

Используя сечение процесса СКР (6), можно получить выражение, определяющее число спонтанно рассеянных фотонов на длине среды dz :

$$dN_\nu = N_\omega n \sigma_{\nu,\omega} dz, \quad (7)$$

где N_ω — число фотонов в падающей волне, а n — плотность атомов среды.

Отметим, что число спонтанно рассеянных фотонов частоты ν на единице длины распространения волны частоты ω в среде пропорционально числу падающих фотонов частоты ω .

Выражение (7) дает число спонтанно рассеянных фотонов, находящихся в различных состояниях, характеризуемых волновыми векторами в интервале $\mathbf{k}_\nu - \mathbf{k}_\nu + d\mathbf{k}_\nu$. Число таких состояний $\mathcal{N} = V(2\pi)^{-3} d\mathbf{k}_\nu = V\nu^2 (2\pi c)^{-3} d\nu d\Omega_\nu$, где V — объем среды. Таким образом, на одно состояние приходится

$$dN'_\nu = (2\pi)^3 dN_\nu / V d\mathbf{k}_\nu = (2\pi)^3 \cdot (4/3) \omega\nu (cV)^{-1} N_\omega n |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 g(\nu) dz. \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо в предположении, что каждый фотон частоты ν рождается в отсутствие других фотонов частоты ν . Однако если в среде присутствует достаточно большое число N'_ν фотонов частоты ν , то процесс испускания $N'_\nu + 1$ фотона носит вынужденный характер.

Отметим, что предположение о вынужденном характере процесса испускания фотона частоты ν означает, что испускаемый фотон имеет не только ту же частоту, что и N'_ν фотонов в среде, но и то же направление распространения и ту же поляризацию. В этом состоит первое качественное отличие процесса ВКР от процесса СКР. В соответствии с формулой (5) в правую часть выражения (8) необходимо добавить множитель $N'_\nu + 1$. Если $N'_\nu \gg 1$, то единицей по сравнению с N'_ν можно пренебречь, и для числа вынужденно испускаемых фотонов получаем из (8) следующее выражение:

$$dN'_\nu = G_\nu N'_\nu dz = N_\omega n N'_\nu \mathcal{N}^{-1} d\sigma_{\nu,\omega}, \quad (9)$$

где G_ν принято называть коэффициентом усиления излучения на частоте ν .

Выразим G_ν через напряженность поля падающей волны частоты ω , используя соотношение для энергии, заключенной в

объеме V электромагнитного поля частоты ω :

$$N_\omega \omega = V |E_\omega|^2 / 8\pi. \quad (10)$$

Используя соотношение (10), из (9) и (8) получаем для коэффициента усиления выражение

$$G_\nu = (4\pi/3) (\nu/c) n |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 |E_\omega|^2 \Gamma_m [(\nu - \omega + \omega_{mn})^2 + \Gamma_m^2]^{-1}, \quad (11)$$

где Γ_m — ширина возбужденного состояния m . Коэффициент усиления в случае точного резонанса $\nu - \omega + \omega_{mn} \ll \Gamma_m$ максимален:

$$G_\nu \approx (4\pi/3) (\nu/c) n |\chi^{(1)}(\nu, \omega)|^2 |E_\omega|^2 \Gamma_m^{-1}. \quad (12)$$

Отметим, что коэффициент усиления пропорционален интенсивности F падающего излучения ($G_\nu \propto |E_\omega|^2 \propto F$) и соответственно число фотонов частоты ν при ВКР также пропорционально F . В этом второе качественное отличие ВКР от СКР. Как уже говорилось выше, число фотонов частоты ν при СКР пропорционально числу падающих фотонов частоты ω , а не интенсивности излучения на частоте ω .

Решение уравнения (9) для числа фотонов ВКР в зависимости от координаты z среды имеет простой вид

$$N'_\nu(z) = N_\nu(0) \exp(G_\nu z), \quad (13)$$

означающий, что число фотонов экспоненциально нарастает по мере продвижения падающей волны в среду. На длине G_ν^{-1} число фотонов возрастает в e раз; G_ν^{-1} является характерной длиной для процесса ВКР. Отметим, что хотя процесс ВКР определяется линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}(\nu, \omega)$, однако это существенно нелинейный процесс, так как число фотонов ВКР нелинейно (экспоненциально) зависит от величины G_ν и, следовательно, от интенсивности падающего излучения F .

Экспоненциальное нарастание числа фотонов ВКР происходит до тех пор, пока не реализуется существенная перекачка энергии падающего излучения частоты ω в излучение с частотой ν . При большой перекачке падающего излучения в рассеянное наступает режим насыщения. Закон сохранения полного числа фотонов имеет вид $N_\omega(z) + N_\nu(z) = N_\omega(0)$, где координата $z = 0$ соответствует границе полупространства, занимаемого средой. При насыщении $N_\omega(z) = 0$ и, следовательно, $N_\nu(z) = N_\omega(0)$.

В отличие от СКР процесс ВКР является направленным при направленном характере возбуждающего излучения частоты ω . Однако направленность излучения фотонов при ВКР обусловлена направленностью возбуждающего излучения лишь косвенно, так как вынужденный процесс излучения фотона частоты ν происходит под действием фотонов той же частоты ν ,

а не частоты ω . Направленность ВКР обусловлена пространственной ограниченностью пучка возбуждающего излучения.

Рассмотрим в качестве модели полупространство, заполненное средой, и возбуждающее излучение, падающее из другого полупространства в виде неограниченной плоской волны. ВКР в этом случае возникает в среде по всем направлениям по мере увеличения плотности потока фотонов СКР, испускаемых изотропно. Однако если возбуждающее излучение падает в виде узкого пучка на ту же среду, то хотя фотоны СКР, возникающие в пределах пучка, испускаются изотропно, значительная плотность их потока может возникать лишь в направлении вдоль оси пучка. В этом направлении возникает и ВКР, что позволяет говорить о возникновении волны на частоте ν , распространяющейся в среде в направлении, параллельном распространению возбуждающей волны на частоте ω (строго этот процесс рассмотрен в лекции 11).

Выше рассмотрен процесс возникновения основной (первой) компоненты ВКР, которая в обычных средах, состоящих из атомов (молекул), находящихся в основном состоянии, является стоксовой компонентой. Однако при возбуждении ВКР волны на частотах ω и ν взаимодействуют друг с другом, в результате чего возникают волны на частотах $2\nu - \omega$ и $2\omega - \nu$. (Волны с частотами $\omega \pm \nu$ возникать не могут в соответствии с законом сохранения четности атомных состояний, см. лекцию 2.) Взаимодействие волн на разностных частотах с волнами на частотах ω , ν приводит к возникновению новых волн с частотами $\omega + K(\omega - \nu)$ и $\omega - K(\omega - \nu)$, где $K = 2, 3, \dots$ Это так называемые высшие антистоксовы и стоксовы компоненты ВКР. Условие возникновения высших компонент качественно отличается от условий возникновения первой компоненты. Эти условия будут обсуждаться в лекциях 11 и 13.

Детальное изложение основ теории процесса ВКР приведено в книге [4]; большое число экспериментальных данных приведено в [5, 6].

4. Роль ВКР в нелинейной оптике и квантовой радиофизике. ВКР возникает в любых средах — атомных и молекулярных газах, плазме, жидкостях, в прозрачных твердых телах. При этом основные закономерности, рассмотренные выше, качественно не зависят от конкретной среды, определяющей лишь количественные закономерности и, в частности, диапазон возбуждаемых частот.

Тот факт, что для возбуждения ВКР не нужно каких-либо дополнительных условий, помимо большой интенсивности возбуждающего излучения, делает этот процесс весьма универсальным. Он, в частности, является основным процессом, приводящим к уменьшению интенсивности мощного лазерного излучения в прозрачных средах.

Универсальность процесса ВКР обуславливает его большую роль в нелинейной оптике, в первую очередь сводящуюся к то-

му, что, рассматривая процесс распространения в среде мощной волны лазерного излучения частоты ω , как правило, надо принимать во внимание возникновение волны ВКР на частоте ν и взаимодействие этих волн [7].

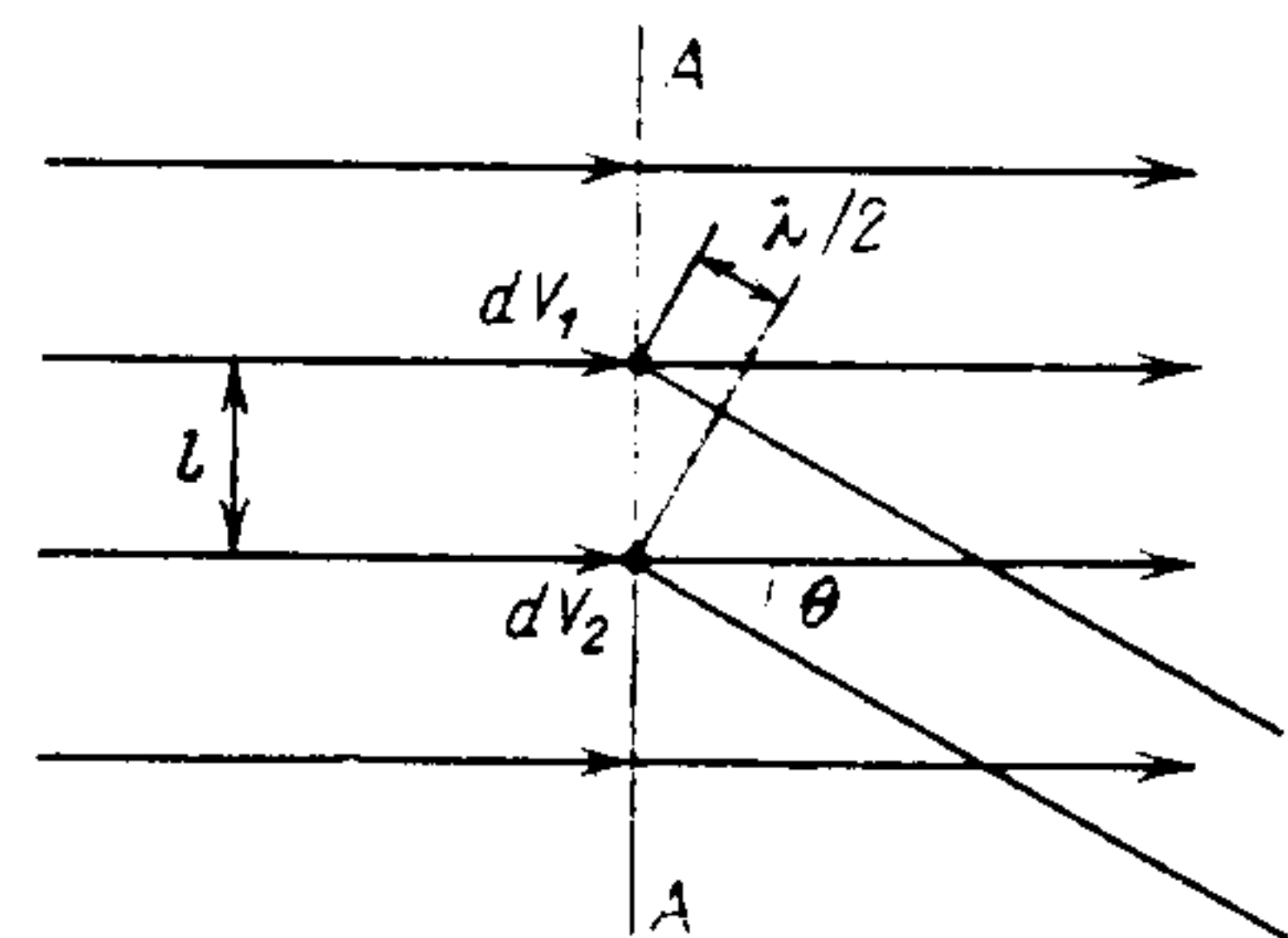
Помещая среду в резонатор, имеющий достаточно высокую добротность на частоте ν , можно осуществить ВКР-лазер [8, 9]. Подкачка ВКР-лазера осуществляется также лазерным излучением.

Явление ВКР широко используется и в спектроскопии [10]. Наиболее широкое применение нашел метод когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния и, в частности, один из его вариантов — когерентная антистоксова спектроскопия (Coherent Antistokes Raman Spectroscopy, CARS [10]). (Некоторые сведения о CARS-спектроскопии будут приведены в лекции 13, так как в основе этого метода лежит процесс взаимодействия связанных волн в нелинейной среде.)

5. Спонтанное рассеяние света однородной средой. Обратимся теперь к однородным прозрачным средам — сжатым газам, жидкостям, стеклам, кристаллам без макроскопических локальных неоднородностей в показателе преломления и показателе поглощения света. Будем рассматривать процесс рассеяния света такими средами. Очевидно, что в этом случае необходимо среду характеризовать усредненными оптическими характеристиками — показателем преломления, диэлектрической проницаемостью, восприимчивостью, а свет описывать как волну, характеризуемую частотой ω , фазой ϕ и волновым вектором $\mathbf{k}$.

Первое, что надо иметь в виду, если среда строго оптически однородна, т. е. показатель преломления одинаков для любого элемента объема среды dV в любой интервал времени dt , это то, что рассеяние света не возникает. Это утверждение очевидным образом следует из модели, изображенной на рис. 3, соответствующей случаю падения неограниченной плоской монохроматической волны из левого полупространства на однородную среду,

занимающую правое полупространство. Зададимся рассеивающим объемом dV_1 . На фронте волны всегда найдется такой объем $dV_2 = dV_1$ на расстоянии $l = \lambda/2 \sin \theta$, что вторичные волны, испускаемые объемами dV_1 и dV_2 , будут в противофазе и тем самым не будет рассеяния света. Исключение составляет направление волнового вектора падающей волны ($\theta = 0$), в котором все вторичные волны будут в фазе, образуя проходящую волну.



3. Схема взаимодействия падающей волны ω с однородной средой: A, A' — фронт волны; dV_1, dV_2 — элементарные объемы рассеивающей среды

Рассеяние света в однородной среде обусловлено тем обстоятельством, что та среда, которую мы выше определили как однородную, таковой на самом деле никогда не является из-за наличия локальных пространственно-временных флуктуаций ее физико-химических параметров, приводящих к флуктуациям усредненных оптических характеристик. На флуктуации, как на причину, обуславливающую рассеяние света однородной средой, обратил внимание еще Эйнштейн в 1910 г., развивая теорию рассеяния света [11]. Флуктуации показателя преломления могут быть обусловлены флуктуациями термодинамических характеристик (плотности и температуры) и физико-химических характеристик (концентрации, анизотропии) среды. Из-за независимости процесса флуктуаций в различных элементарных объемах среды в различные моменты времени световые волны, рассеянные этими объемами, находятся в случайных фазовых соотношениях, не компенсируют друг друга, возникает рассеяние света средой как целым.

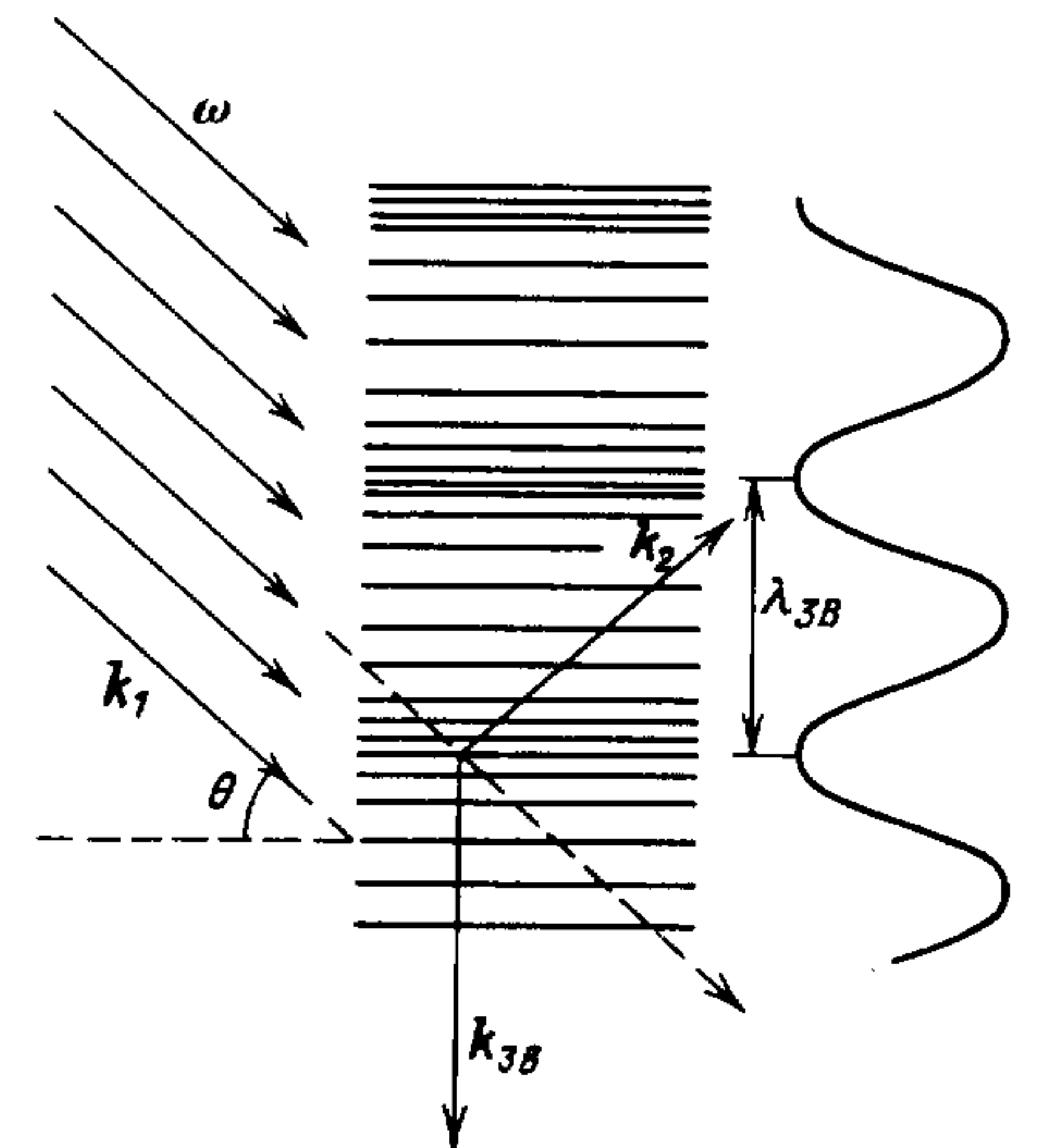
Для подавляющего большинства сред определяющими являются флуктуации плотности ρ и температуры T . В этом случае локальные изменения диэлектрической проницаемости можно представить в виде

$$\Delta\epsilon = (\partial\epsilon/\partial\rho)_T \Delta\rho + (\partial\epsilon/\partial T)_\rho \Delta T = (\partial\epsilon/\partial p)_S \Delta p + (\partial\epsilon/\partial S)_p \Delta S, \quad (14)$$

где p — давление, а S — энтропия среды.

Рассеяние, обусловленное флуктуациями плотности среды (флуктуациями давления в среде), называется *рассеянием Мандельштама — Бриллюэна* [12—14]. Флуктуации плотности (давления) распространяются в среде со скоростью звука в виде волн сжатия — разрежения.

Рассмотрим модель рассеяния света на флуктуациях плотности, изображенную на рис. 4. В рамках этой модели рассматривается одна волна изменения давления в среде, распространяющаяся со скоростью звука v ; на нее под углом θ к направлению ее распространения падает световая волна частоты ω . Изменения давления в среде приводят к изменению плотности среды, что, в свою очередь, приводит к изменениям коэффициента преломления среды. Таким образом, волна давления аналогична решетке, от которой частично отражается падающая



4. Модель процесса рассеяния Мандельштама — Бриллюэна на флуктуациях плотности среды

световая волна. Рассмотренная модель аналогична брэгговской дифракции света на дифракционной решетке с периодом, равным длине волны давления $\lambda_{зв}$. Если использовать эту аналогию, то условие отражения света можно записать в виде

$$2\lambda_{зв} \sin \theta = m\lambda_1, \quad (15)$$

где m — целое число, а λ_1 — длина волны падающего света.

Так как волна давления движется, то из-за эффекта Доплера частота ω_2 (длина волны λ_2) рассеянного света будут отличаться от частоты ω_1 (длины волны λ_1) падающего света. Это отличие описывается следующим соотношением:

$$\omega_1 - \omega_2 = 2\omega_1(v/c) \sin \theta, \quad (16)$$

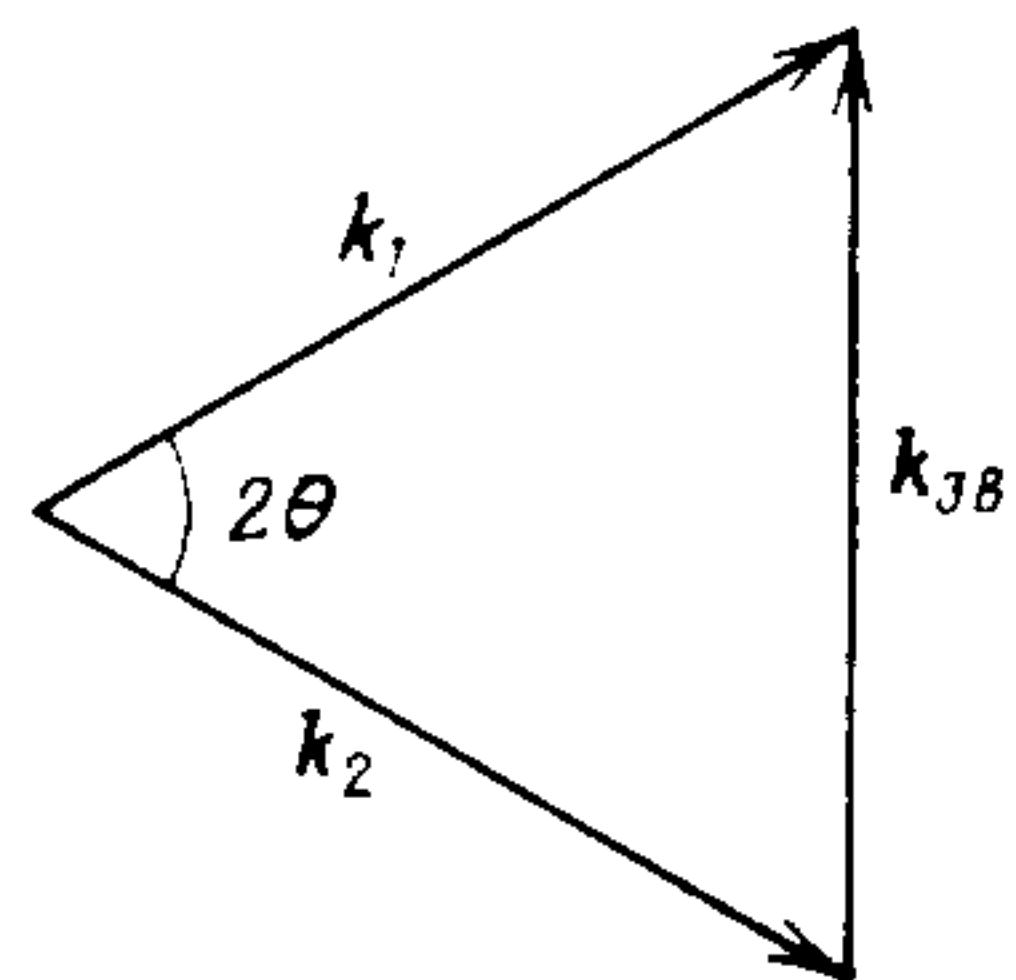
где c — скорость света в среде.

Из (15) и (16) для $m=1$ следует простое соотношение между частотами падающего ω_1 и рассеянного ω_2 света и частотой звука (частотой волны давления):

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{зв}. \quad (17)$$

Таким образом, рассеяние света на звуковой волне есть *смещенное рассеяние* — частота света при рассеянии изменяется.

В рамках той же исходной модели процесс рассеяния можно описать и на квантовом языке, согласно которому соотношение (17) является законом сохранения энергии, а закон сохранения импульса $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_{зв}$ совпадает с условием брэгговского отражения (15) (рис. 5).



5. Закон сохранения импульса при рассеянии Мандельштама — Бриллюэна

Имеется лишь одно качественное отличие реальной ситуации рассеяния света на флуктуациях плотности среды от рассмотренной модели — реальный случай эквивалентен бесконечному числу звуковых волн, распространяющихся в бесконечном числе направлений в среде. Поэтому в реальном случае рассеяние света, падающего в виде волны с фиксированным волновым вектором на среду, происходит во всех на-

правлениях, а частота рассеянного света оказывается как больше, так и меньше частоты падающего света (соответственно при рассеянии на встречных и однонаправленных волнах).

В спектре рассеянного света по обе стороны от несмещенной линии (рэлеевское рассеяние) возникают две *компоненты Мандельштама — Бриллюэна*, обусловленные двумя звуковыми волнами, бегущими в противоположных направлениях. Смещение компонент $\Delta\omega$ и их полуширина $\delta\omega$ описываются следующими соотношениями:

$$\Delta\omega = \pm 2n(v/c)\omega \sin(\theta/2), \quad \delta\omega = \mu\nu, \quad (18)$$

где ω — несмещенная частота, θ — угол рассеяния, v — скорость звука в среде, μ — коэффициент поглощения звука в среде. Легко оценить⁴⁾, что величина $\Delta\omega$ значительно превышает ширину несмещенной линии, т. е. согласно установившейся терминологии *рассеяние Мандельштама — Бриллюэна является смещенным рассеянием*.

Рассеяние, обусловленное флуктуациями температуры (энтропии) среды, называется *температурным (энтропийным) рассеянием* [12, 13]. Флуктуации температуры распространяются в среде относительно медленно, со скоростью, определяемой температуропроводностью среды. Они приводят к изменениям в пределах спектра несмещенного (рэлеевского) рассеяния. Несмещенная линия расщепляется на триплет с полушириной $\Delta\omega = \kappa|\mathbf{k} - \mathbf{k}_p|$, где κ — коэффициент температуропроводности, а $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}_p$ — волновые векторы падающего и рассеянного света.

Рассеяние, обусловленное флуктуациями анизотропии, называется *рассеянием в крыле линии Рэлея* [12, 13]. Флуктуации анизотропии возникают, очевидно, лишь в тех средах, которые состоят из анизотропных молекул. Изменение в спектре рассеянного излучения происходит при этом в крыле линии Рэлея.

Таким образом, температурное рассеяние и рассеяние в крыле линии Рэлея следует отнести к несмещенному рассеянию света, они приводят лишь к изменениям в контуре линии рэлеевского рассеяния.

Рассеяние света, обусловленное флуктуациями концентрации определенного компонента раствора — *концентрационное рассеяние*, — является специфическим явлением, имеющим место лишь в отдельных растворах.

Таковы процессы, приводящие к рассеянию света макроскопически однородными средами.

6. Вынужденное рассеяние света однородной средой. В соответствии с данными, приведенными выше о спонтанном рассеянии света однородной средой, и исходя из основных положений о спонтанных и вынужденных процессах следует предполагать, что в однородной среде должно возникать вынужденное рассеяние света, обусловленное флуктуациями плотности (давления) и температуры (энтропии) среды и анизотропии молекул, составляющих среду. Действительно, при взаимодействии мощного лазерного излучения с сжатыми газами, жидкостями, стеклами и кристаллами наблюдаются вынужденные аналоги соответствующих спонтанных процессов рассеяния.

Важной чертой этих процессов является их принципиальное отличие от рассмотренного выше процесса вынужденного комбинационного рассеяния. Это отличие состоит в том, что давление, температура и анизотропия среды сами по себе изменяются под действием сильного светового поля лазерного излучения за счет соответственно процессов *электрострикции, электрокалорического эффекта, поглощения излучения, поляризации и ориентации молекул*. (Эти явления обсуждались в лекции 9.)

Изменение давления в среде, обусловленное электрострикцией, приводит к появлению гиперзвуковых волн: это процесс *вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна* (ВРМБ) [13, 15].

Качественное отличие ВРМБ от спонтанного РМБ состоит в том, что рассеяние происходит не на флуктуациях плотности среды; оно обусловлено теми изменениями плотности, которые возникают под действием электрического поля световой волны из-за электрострикции. Таким образом, первопричиной ВРМБ является сама волна лазерного излучения. Амплитуда рассеянного света при ВРМБ (т. е. трансформация энергии от света в звук) определяется общими законами возбуждения волн поляризации среды (лекция 11) и взаимодействия волн различных частот, связанных через нелинейность среды (лекция 13). Процесс ВРМБ играет существенную роль при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Описанию процесса ВРМБ и его роли при взаимодействии лазерного излучения с веществом посвящены соответствующие разделы лекций 13, 17 и 18.

Электрокалорический эффект и поглощение излучения (тепловой эффект), возникающие при распространении волны лазерного излучения в среде, приводят к изменениям температуры среды под действием лазерного излучения. Изменения температуры обуславливают возникновение *вынужденного температурного (энтропийного) рассеяния света* (ВТР). Исходя из свойств спонтанного температурного рассеяния, о которых уже говорилось выше, при ВТР рассеянная волна имеет примерно ту же частоту, что и падающая волна [15].

Ориентация анизотропных молекул приводит к *вынужденному рассеянию в крыле линии Рэлея* (ВКР) [16].

Следует отметить, что как ВТР, так и ВКР конкурируют с ВРМБ и потому разделение этих процессов требует выбора специальных условий при проведении экспериментов. Явления ВТР и ВКР не играют такой существенной роли, как ВКР и ВРМБ, так как первые не приводят к существенному изменению спектра рассеянного излучения по сравнению со спектром падающего излучения.

* * *

Резюмируя те сведения о процессе вынужденного рассеяния света, которые были приведены выше, следует еще раз отметить основные черты этого процесса:

— для каждого процесса спонтанного рассеяния существует вынужденный аналог;

— вероятность вынужденного рассеяния нелинейно зависит от интенсивности возбуждающего излучения.

Из всех процессов вынужденного рассеяния надо выделить процесс вынужденного комбинационного рассеяния, в котором возбуждается первая стоксова компонента. Для реализации этого процесса не требуется выполнения никаких дополнительных

условий, помимо основного условия для реализации вынужденных переходов — наличия достаточно большой интенсивности излучения на частоте рассеянного света.

Надо выделить также и процесс вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна ввиду его большого общезначимого интереса и практического значения. В этом случае основным является тот факт, что свет и звук оказываются связанными через электрострикционную нелинейность среды.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Коэффициенты Эйнштейна. Для схемы, представленной на рис. 1, и стационарного процесса рассеяния света справедливо соотношение

$$N_n B_{nm} N_\omega = N_m A_{mn} + N_m B_{mn} N_\omega,$$

где $N_{n,m}$ — числа атомов в состоянии n, m . Коэффициент для спонтанного излучения A_{mn} равен вероятности спонтанного распада: $dw = A_{mn} dt$. Коэффициенты для вынужденного поглощения B_{nm} и излучения B_{mn} связаны соотношением

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn},$$

где g_n, g_m — кратности вырождения состояний n, m .

Коэффициенты A_{mn} и B_{mn} связаны соотношением

$$A_{mn} = 8\pi\omega^3 B_{mn}/e^3.$$

2. Спонтанный двухфотонный распад $2S$ -состояния в атоме водорода. Это хорошо известный в астрофизике процесс, определяющий рассеяние света планетарными туманностями. Атом водорода, возбужденный внешним фотоном в $2S$ -состояние, очевидно, не может перейти в основное $1S$ -состояние, испустив один фотон. Это противоречит правилам отбора в дипольном приближении (лекция 4). Именно этот запрет обуславливает метастабильный характер (т. е. относительно очень большое время жизни) возбужденного $2S$ -состояния, которое может релаксировать в основное состояние только путем двухфотонного распада, вероятность которого относительно мала.

3. Спектральная форма линии в случае спонтанного распада возбужденного состояния m . В соответствии с процедурой Брейта — Вигнера [17] форма линии имеет вид $g(\nu) = (\Gamma_m/\pi) [(\nu - \omega + \omega_{mn})^2 + \Gamma_m^2]^{-1}$, где Γ_m — ширина состояния m . Условие нормировки $g(\nu)$ имеет вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1.$$

4. Компоненты Мандельштама — Бриллюэна. Компоненты могут отстоять от частоты возбуждающего излучения на значительную величину по сравнению с полушириной линии Рэлея. Так как скорость звука лежит в интервале $5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^4$ см/с (для стекла и воздуха при атмосферном давлении), то ν/c лежит в интервале $10^{-5} - 10^{-6}$. Соответственно $\Delta\omega \sim 10^{-5} - 10^{-6}\omega$, т. е. может составлять величину от $10^{-1} - 10^{-2}$ см $^{-1}$. Таким образом, $\Delta\omega$ больше типичного значения естественной ширины возбужденного состояния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1980. — § 44.
2. Лоудон Р. Квантовая теория света: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Скороцко. — М.: Мир, 1976.
3. Гайтлер В. Квантовая теория излучения: Пер. с англ./Под ред. Н. Н. Боголюбова. — М.: ИЛ, 1956. — § 5.

4. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов.— М.: Наука, 1986.— § 3.3.
5. Сушинский М. М. Комбинационное рассеяние света и строение вещества.— М.: Наука, 1981.
6. Сушинский М. М. Вынужденное рассеяние света.— М.: Наука, 1985.
7. Бломберген Н. // УФН.— 1969.— Т. 97.— С. 307.
8. Грасюк А. З. // Тр. ФИАН.— 1976.— Т. 76.— С. 75.
9. Грасюк А. З., Ефимков В. Т., Зубарев И. Г. и др. // Тр. ФИАН.— 1977.— Т. 91.— С. 116.
10. Ахманов С. А., Коротеев В. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеянного света.— М.: Наука, 1981.
11. Ландсберг Г. С. Оптика.— М.: Наука, 1976.— § 160.
12. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика.— М.; Л., ГИТТЛ, 1951.— Гл. 5, 6.
13. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света.— М.: Наука, 1965.
14. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика: Пер. с польск./Под ред. И. Л. Фабелинского.— М.: Наука, 1981.— Гл. III.
15. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. // УФН.— 1969.— Т. 98.— С. 4417.
16. Старунов В. С. // Тр. ФИАН.— 1967.— Т. 39.— С. 151.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.— § 134.

Лекция 11. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Уравнения Максвелла для линейной среды. Уравнения Максвелла для нелинейной среды. Условия фазового синхронизма

Из материала, обсуждавшегося выше, в лекциях 2 и 10, следует, что под действием сильного электромагнитного поля лазерного излучения вещество поляризуется, причем индуцированная поляризация нелинейно зависит от интенсивности возбуждающего излучения. Тот факт, что показатель преломления вещества становится функцией интенсивности излучения, очевидным образом изменяет основные законы оптики, если термин «оптика» в данном случае относить лишь к линейной оптике, в рамках которой показатель преломления не зависит от интенсивности излучения. Оптику, принимающую во внимание зависимость показателя преломления от интенсивности излучения, принято называть *нелинейной оптикой*.

Термин *нелинейная оптика* был введен в научную литературу в середине 60-х гг. классиками этой новой главы оптики [1, 2] для обозначения волновой оптики интенсивных световых пучков лазерного излучения. Как видно, это более широкое определение, чем данное выше. В рамках этого, более широкого определения к нелинейной оптике относят, например, явление ВКР (лекция 10), в частности возбуждение первой стоксовой компоненты ВКР. Иногда предлагаются и еще более широкие определения¹⁾. Часто под термином *нелинейная оптика* имеют в виду лишь нелинейную волновую оптику, т. е. явления, возникающие при взаимодействии световой волны (или нескольких световых волн) с прозрачной средой, характеризуемой усредненными оп-

тическими характеристиками (показатель преломления, поляризация, восприимчивость). При этом теоретическое описание взаимодействия падающей волны (или волн) и среды проводится на языке уравнений Максвелла для среды с усредненными оптическими характеристиками, зависящими от интенсивности излучения. Однако на самом деле существенной главой нелинейной оптики являются нелинейные явления, возникающие на микроскопическом, атомном уровне. В частности, именно эти явления определяют зависимость усредненных оптических характеристик от параметров лазерного излучения — интенсивности, частоты и поляризации. Это хорошо видно из материала, обсуждавшегося выше, в лекциях 2—6, 10. Это будет видно и из последующих лекций. Именно в нелинейной оптике, в отличие от линейной оптики, явления на атомном уровне играют определяющую роль. Поэтому нелинейная оптика не сводится к нелинейной волновой оптике, а состоит из трех взаимосвязанных глав — нелинейных эффектов на атомном уровне, нелинейных усредненных оптических характеристик среды и волновой нелинейной оптики. В рамках такого подхода в книге [3] последовательно рассмотрены основные нелинейно-оптические явления в среде в виде атомарного газа.

Одновременно с термином *нелинейная оптика* в научную литературу были введены термины *линейная* и *нелинейная среда* в соответствии с тем, можно ли при взаимодействии излучения со средой ограничиться учетом одного, первого, линейного члена разложения индуцированной поляризации в ряд по степеням интенсивности излучения или надо учитывать также и высшие члены разложения (*квадратичная, кубическая среды*). Из материала, рассмотренного выше в лекциях 2 и 9, ясно, что разделение сред на линейные и нелинейные не является абсолютным. Отклик данной среды зависит от интенсивности и частоты излучения. При фиксированной частоте излучения данная среда проявляет себя как линейная среда при малой интенсивности излучения и как нелинейная среда — при большой интенсивности излучения. Поэтому приведенные выше термины (линейная и нелинейная среда) являются хотя и общепринятыми, но жаргонными. Строго говоря, надо использовать термины *линейное* и *нелинейное взаимодействие*, отражающие тот факт, что результат зависит от свойств как среды, так и излучения.

Если теперь обратиться к макроскопическим нелинейно-оптическим явлениям, составляющим *волновую нелинейную оптику*, то можно выделить четыре основные группы явлений — изменение частоты, поляризации и направления распространения волны, падающей на среды, и взаимодействие нескольких волн. Основное явление, приводящее к изменению частоты излучения, — возбуждение высших гармоник падающего излучения (лекция 12). Изменение поляризации обусловлено *самовращением эллипса поляризации*, возникновением вынужденной *оптической анизотропии*, *дихроизмом* и *гиротропией среды* [3]²⁾. Из-

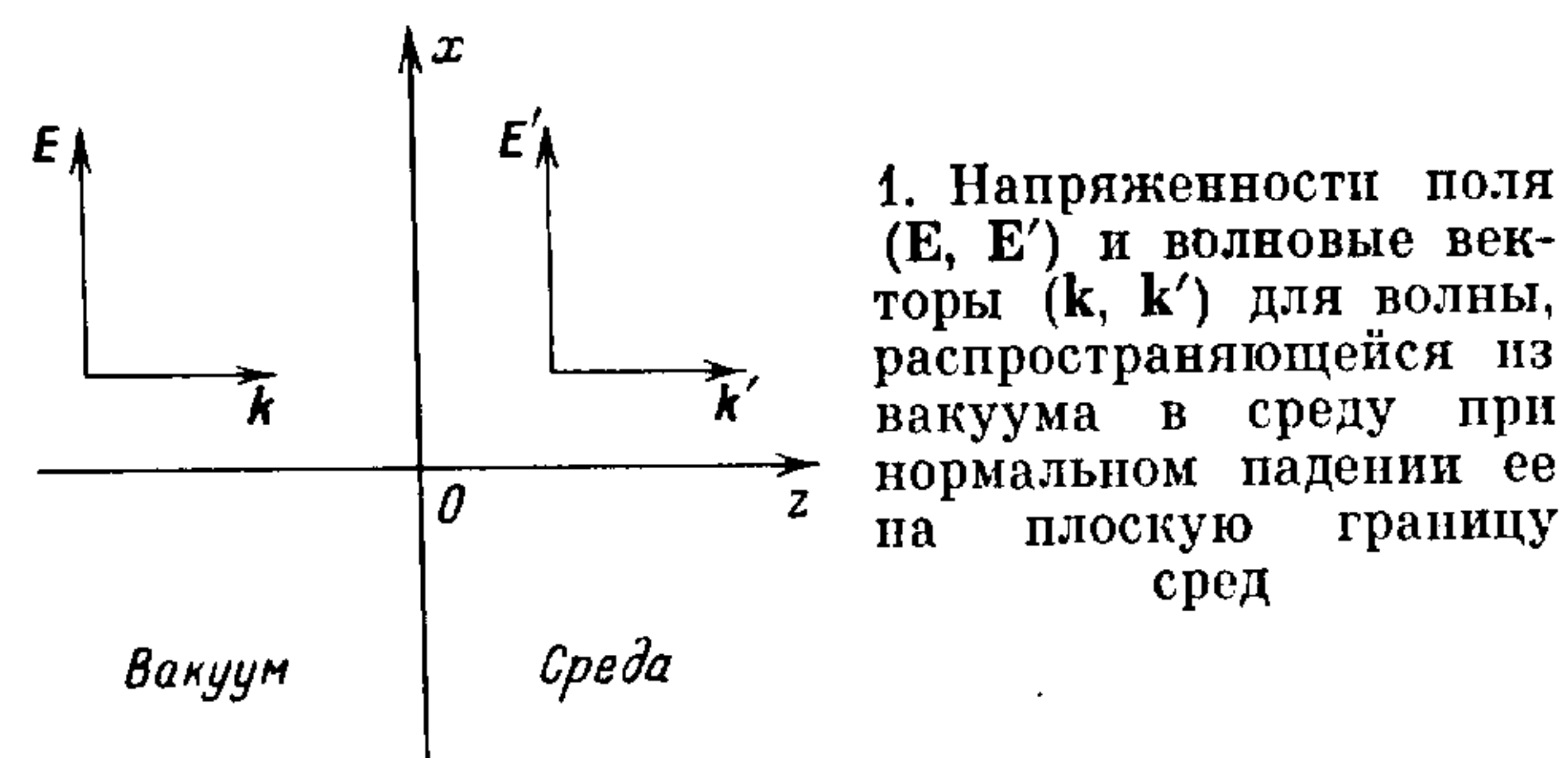
менение направления распространения волны — *нелинейная рефракция* — приводит, в частности, к *самофокусировке излучения* (лекция 14). Наконец, взаимодействие нескольких волн (*связанные волны* или *параметрические эффекты*, лекция 13) представляет собой широкий класс различных явлений, выходящих в ряде случаев за рамки оптики, например *вынужденное рассеяние* Мандельштама — Бриллюэна (лекция 13).

В основе всех этих явлений лежит процесс возбуждения падающей волной в нелинейной среде волны (или волн) нелинейной поляризации и процесс взаимодействия этих волн.

Обратимся к основам волновой нелинейной оптики. Однако сначала кратко рассмотрим хорошо известный случай взаимодействия световой волны с линейной средой, используя язык волновой оптики [4].

1. Уравнения Максвелла для линейной среды. Для упрощения математических выкладок рассмотрим модельную задачу, используя ряд приближений. Отметим, что то рассмотрение, которое будет проведено ниже, отражает все основные закономерности, возникающие в реальной ситуации.

Рассмотрим два полупространства, разделенных плоской границей $z=0$ (рис. 1). Пусть в левом полупространстве имеется



вакуум, а в правом — среда, представляющая собой совокупность невзаимодействующих атомов (атомный газ при низком давлении). Пусть из вакуума на среду падает плоская ($\Delta k = 0$), монохроматическая ($\Delta \omega = 0$) волна полностью поляризованного излучения, интенсивность которого равномерно распределена по фронту волны. Пусть волновой вектор волны $k \parallel z$, а вектор $E \parallel x$. Предположим также, что взаимодействие волны со средой носит стационарный характер, т. е. время отклика среды гораздо меньше длительности действия излучения. Наконец, предположим, что взаимодействие излучения со средой является линейным, т. е. будем принимать во внимание лишь первый член разложения индуцированной поляризации в ряд (лекция 2):

$$P = P^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega, \omega)E, \quad (1)$$

где $\chi^{(1)}(\omega, \omega)$ — линейная восприимчивость среды. Обозначим напряженность поля волны в среде E' . Будем рассматривать процесс распространения падающей волны в среде. При этом пренебрежем отражением света от границы сред, что является вполне обоснованным приближением при малой плотности среды [3].

Отметим, что сделанные выше приближения — метрика волны лазерного излучения, стационарность и линейность взаимодействия — весьма реалистичны и соответствуют типичным условиям взаимодействия лазерного излучения малой интенсивности с прозрачными средами.

В соответствии с предположением о монохроматическом характере падающего излучения зависимости величин E, E' и P от времени t имеют один и тот же вид

$$E(t), \quad E'(t), \quad P(t) \propto \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Уравнение Максвелла для поля E падающей волны в вакууме, очевидно, имеет вид

$$\Delta E + k^2 E = 0, \quad (3)$$

а для поля E' волны в среде с учетом (2) имеет вид [5]

$$\Delta E' + k^2 E' = -4\pi n k^2 P^{(1)}, \quad (4)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, а n — плотность среды, т. е. число атомов в единице объема среды; $P^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega, \omega)E'$ — линейная восприимчивость среды.

Исходя из уравнений (3) и (4), определим изменение напряженности поля $E'' = E' - E$, возникающее при переходе волны из вакуума в среду. Для E'' справедливо соотношение

$$\Delta E'' + k^2 E'' = -4\pi n k^2 P^{(1)} = -4\pi n k^2 \chi^{(1)}(\omega, \omega)E'. \quad (5)$$

Поле E'' представляет собой поле линейной поляризации среды.

Из (5) видно, что поле поляризации E'' представляет собой также волну, распространяющуюся в среде в том же направлении, как и падающая волна, и характеризуемую тем же волновым числом k . Тот факт, что поляризация возникает в виде волны E'' , распространяющейся в среде наряду с падающей волной E' , является основополагающим для всей оптики. В рассмотренном случае линейной оптики возникновение волны поляризации определяет процессы отражения и преломления света на границе сред и позволяет вывести из уравнений Максвелла соответствующие хорошо известные феноменологические соотношения (закон синусов и пр.) [3, 4]. В случае нелинейной оптики возникновение волны нелинейной поляризации обуславливает все основные явления, о которых шла речь выше. Это будет видно из материала последующих лекций.

В общем случае нахождение зависимости поля поляризации E'' от координаты z , т. е. описание процесса распространения падающей волны в среде, представляет собой сложную задачу

[1]. Решение уравнения (5) существенно упрощается, если использовать *приближение заданного поля* E . Это приближение по сути дела означает, что при переходе излучения из вакуума в среду напряженность поля излучения изменяется мало, а потому можно в правой части (5) сделать замену $E' \rightarrow E$. Критерии условия применимости приближения заданного поля имеют вид

пункте, уравнения Максвелла в приближении заданного поля E для нелинейной среды имеют вид

$$\Delta E'' + k_v^2 E'' = -4\pi n k_v^2 P_v^{(K)} = -4\pi n k_v^2 \chi^{(K)}(\nu; \omega, \omega, \dots, \omega) E^K, \quad (11)$$

$$\operatorname{div} E'' = 0, \quad (12)$$

поляризации максимальна при равенстве волновых чисел k и k_v , характеризующих возбуждающую и возбуждаемую волны. Условие, когда отсутствует различие между волновыми числами падающей k и возбужденной k_v волн,

$$\Delta k = |k - k_v| = 0, \quad (14)$$

называется *условием точного фазового синхронизма*. Действительно, выполнение этого условия, которое можно записать и в виде $k = k_v$, означает, что волны на частотах ω и ν распространяются в среде с одинаковой скоростью и, следовательно, при неизменном фазовом соотношении между ними.

При выполнении условия точного фазового синхронизма (14) из (13) следует выражение для максимальной амплитуды волны поляризации

$$E''_{\max} = -2\pi i n k_v \chi_v^{(K)} E^K \exp(-i k_v z). \quad (15)$$

Для практики, очевидно, наибольший интерес представляет случай приближенного выполнения условия фазового синхронизма. Условие *приближенного синхронизма* формулируется с помощью понятия фазовой расстройки Δk :

$$\Delta k = |k - k_v|, \quad (16)$$

как тот случай, когда выполняются следующие неравенства:

$$\Delta k > 0, \quad \Delta k \ll k, k_v.$$

Эти неравенства означают, что хотя фазовая расстройка Δk имеет конечную величину ($\Delta k > 0$), она мала по сравнению с волновыми числами падающей волны и волны поляризации.

При выполнении условий приближенного синхронизма (17) из (13) получается следующее выражение для амплитуды волны нелинейной поляризации:

$$E'' = -2\pi i n k_v \Delta k^{-1} \chi_v^{(K)} (\nu; \omega, \omega, \dots, \omega) \times \\ \times E^K [1 - \exp(-i \Delta k z)] \exp(-i k_v z). \quad (18)$$

Из сопоставления общего решения (13) с решением (18) при выполнении условия приближенного синхронизма видно, что только при малой фазовой расстройке можно из общего решения для поля нелинейной поляризации выделить *волновой множитель*, характеризующий плоскую монохроматическую волну,

$$E''(z, t) = E''(z) \exp(i \nu t - i k_v z), \quad (19)$$

и амплитуду волны, медленно изменяющуюся по мере изменения z ,

$$E''(z) = -2\pi i n k_v \Delta k^{-1} \chi_v^{(K)} E^K (1 - \exp(-i \Delta k z)). \quad (20)$$

Таким образом, только в случаях точного (14) или приближенного (17) фазового синхронизма электромагнитное поле не-

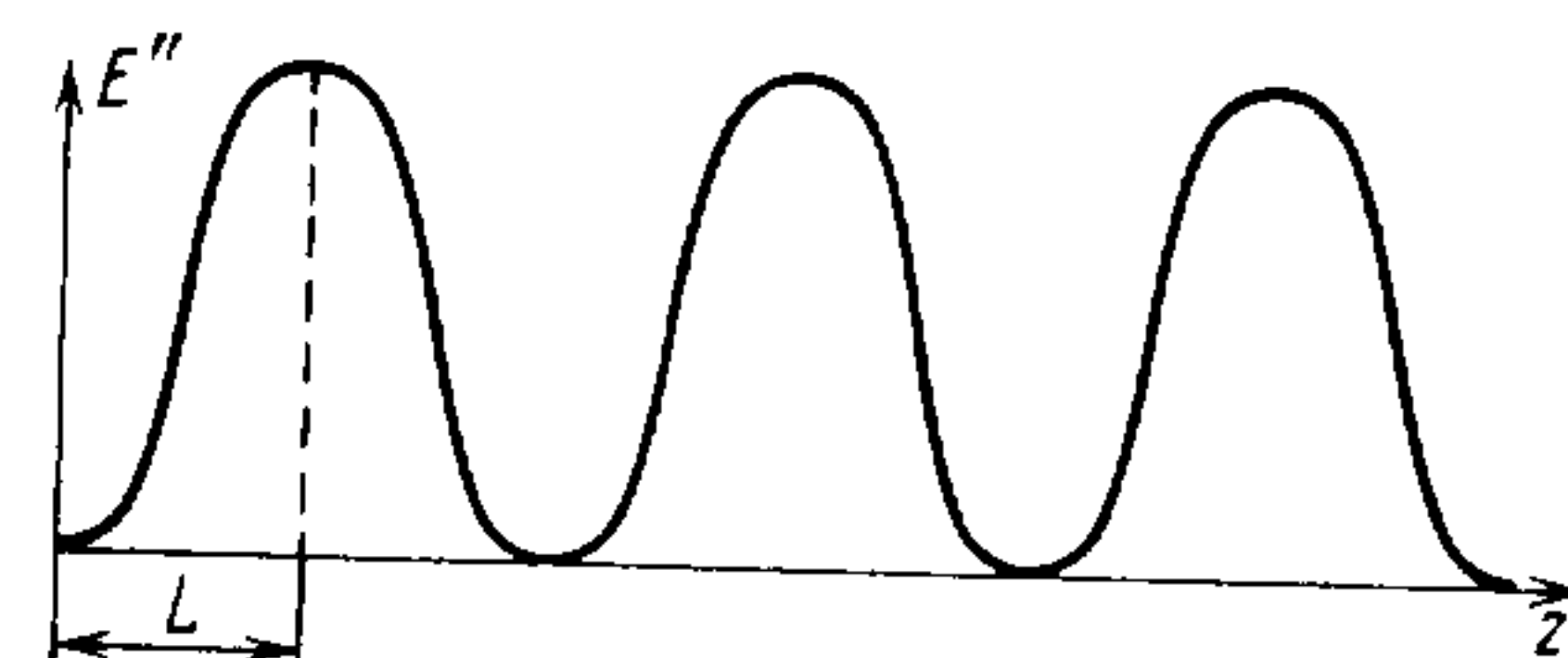
линейной поляризации проявляется в виде плоской волны, амплитуда которой медленно изменяется при распространении в среде.

В случае приближенного синхронизма характерной величиной является фазовая расстройка Δk , определяющая так называемую *длину синхронизма*:

$$L = \Delta k^{-1}. \quad (21)$$

Длина синхронизма определяет характер изменения поля нелинейной поляризации. Как видно из (20), при возрастании длины пути распространения падающей волны от границы среды ($z = 0$) до $z \approx L$ возрастает фактор $1 - \exp(-i \Delta k z)$, достигая максимума при $z = \pi L/2$, и соответственно возрастает амплитуда поля нелинейной поляризации E'' . При дальнейшем увеличении z амплитуда E'' убывает, достигает нуля и вновь возрастает. Осцилляции амплитуды E'' происходят с периодом

2. Зависимость амплитуды волны нелинейной поляризации E'' от координаты z в направлении распространения падающей волны E при выполнении условия приближенного синхронизма $\Delta k > 0$; $L = 1/\Delta k$ — длина синхронизма



$2\pi L$ (рис. 2). Максимальное значение амплитуды E'' при приближенном синхронизме описывается следующим соотношением:

$$|E''_{\max}| = 2\pi \sqrt{2} n k_v L \chi_v^{(K)} E^K. \quad (22)$$

Отметим, что (18) переходит в (15) при переходе от приближенного синхронизма к точному синхронизму.

Таким образом, в условиях приближенного синхронизма по мере распространения падающей волны и ее нелинейного взаимодействия со средой происходит поочередная перекачка энергии между падающей волной и волной нелинейной поляризации с характерным периодом, равным длине синхронизма. Такая зависимость качественно отлична от зависимости $E'' \propto z$ в случае точного синхронизма в нелинейной среде и в случае линейной среды. Осцилляции амплитуды E'' по мере изменения длины пути распространения падающей волны легко наблюдаются экспериментально.

Из проведенного выше рассмотрения видно, что при распространении волны с частотой ω в среде при нелинейном характере взаимодействия волны и среды, т. е. когда волной индуцируется нелинейная поляризация среды $P = P^{(K)}$, возникает поле индуцированной поляризации на частоте ν . Это поле в условиях точного синхронизма ($k = k_v$) при любых z , а в условиях приближенного синхронизма ($0 < \Delta k \ll k, k_v$) на длине синхронизма L имеет вид волны, амплитуда которой медленно изменяется

при изменении длины пути распространения падающей волны в среде.

Напомним, что эти выводы были получены при рассмотрении модельной задачи, характеризуемой рядом приближений, а также в рамках приближения заданного поля падающей волны E . Возникает естественный вопрос: в какой мере реалистичны сделанные выше приближения?

Обратимся сначала к приближениям, использованным при постановке модельной задачи. Сопоставим их с основными свойствами лазерного излучения, обсуждавшимися в лекции 1. Предположение о плоском фронте волны ($\Delta k = 0$) хорошо соответствует малости расходимости лазерного излучения, особенно в дифракционном предельном случае. Предположение о монохроматичности падающей волны ($\Delta \omega = 0$) также хорошо согласуется с реальностью, так как, хотя лазерное излучение и квазимонохроматично, величина $\Delta \omega / \omega$ всегда очень мала, особенно в одночастотном режиме генерации. Предположения о том, что волна неограничена в плоскости, нормальной к вектору k , а также о равномерном распределении интенсивности излучения по фронту волны для реальной волны в целом совершенно не соответствуют истине — пучок лазерного излучения в поперечном сечении всегда пространственно ограничен, а интенсивность излучения распределена по фронту волны не равномерно, спадая от максимального значения на оси пучка до нуля к его периферии. Однако для проведенного выше рассмотрения, как и в любой задаче волновой оптики, достаточно того, чтобы характерный размер фронта волны и однородности интенсивности был гораздо больше длины волны λ ; это условие всегда выполняется.

Вопрос о стационарности характера взаимодействия лазерного излучения с нелинейной средой требует более детального рассмотрения. Ответ на этот вопрос следует из сопоставления времени действия излучения с характерным временем возникновения того конкретного нелинейного процесса на атомном уровне, который ответствен за нелинейное взаимодействие. Так как для возникновения нелинейных явлений необходимо излучение большой интенсивности, то, как правило, речь идет об излучении лазеров с модуляцией добротности, т. е. о длительностях импульсов излучения, лежащих в диапазоне $10^{-11} - 10^{-8}$ с. Из материала, приведенного выше в лекциях 2, 3 и 9, следует, что, как правило, характерные времена установления индуцированной нелинейности больше указанных выше длительностей импульса лазерного излучения, и тем самым реальное взаимодействие можно считать стационарным. Однако существуют условия, когда взаимодействие существенно не стационарно, и это приводит к ряду эффектов, качественно отличных от эффектов, имеющих место при стационарном взаимодействии (лекция 15).

Что касается приближения заданного поля падающей волны, то очевидно, что в начале пути распространения волны в

среде оно всегда выполняется, а в дальнейшем может нарушаться из-за большой перекачки энергии падающей волны в волну поляризации. В частности, все практические применения нелинейной оптики, как правило, именно и требуют большой перекачки энергии. Теоретическое описание процесса взаимодействия интенсивного лазерного излучения с нелинейной средой в условиях, когда не выполняется приближение заданного поля, достаточно хорошо развито. Мы не будем обсуждать здесь этот случай ввиду громоздкости соответствующего математического аппарата. При необходимости можно обратиться, например, к книгам [1, 6].

В заключение отметим, что в научной литературе, посвященной нелинейной оптике, часто используются термины *когерентный* и *некогерентный процессы взаимодействия излучения с веществом* [7]. Термином *когерентный* называют процесс, происходящий в условиях фазового синхронизма на длине синхронизма (*длине когерентности*) (лекция 12). Термином *некогерентный* называют процесс, не требующий выполнения условия фазового синхронизма (лекция 10). Иногда используется и более детализированное определение, учитывающее характер возбуждающего излучения (когерентный или некогерентный) (лекции 1, 15) и совпадение или различие начального и конечного состояний квантовой системы, между которыми происходит переход [8]. Единая терминология отсутствует. Надо также иметь в виду, что невозможно разделение в соответствии с этой терминологией всех процессов на когерентные и некогерентные, — существуют процессы смешанного типа, в которых одно взаимодействие является когерентным, а другое — некогерентным (лекция 13).

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Нелинейная оптика.** По определению одного из ее создателей С. А. Ахманова, нелинейная оптика — это «раздел оптики, охватывающий исследования распространения мощных световых пучков в твердых телах, жидкостях и газах и их взаимодействия с веществом». (Физический энциклопедический словарь. — М.: Сов. Энциклопедия, 1983, с. 458). Согласно содержанию этой статьи автор относит к нелинейной оптике также и нестационарные эффекты, которым посвящена лекция 15, а также те эффекты, которые описаны в лекциях 16—18 и частично в 19—22.

2. **Самовращение эллипса поляризации.** Эффект заключается в изменении поляризации излучения при его нелинейном взаимодействии со средой. Как известно, в рамках линейной оптики, т. е. при линейном взаимодействии излучения со средой, поляризация излучения остается неизменной (см., например, [3], § 1.6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М.: ВИНТИ, 1964.
2. Бломбергс Н. Нелинейная оптика: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова и Р. В. Хохлова. — М.: Мир, 1966.

3. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов.— М.: Наука, 1986.
4. Калитеевский Н. И. Волновая оптика.— М.: Высшая школа, 1978.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1983.— Гл. 4.
6. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники.— М.: Наука, 1986.
7. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // УФН.— 1966.— Т. 88.— С. 439.
8. Тарасов Л. В. Физические основы квантовой электроники.— М.: Сов. радио, 1976.

Лекция 12. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

Возбуждение второй гармоники. Возбуждение высших гармоник. Методы осуществления фазового синхронизма. Возбуждение высших гармоник лазерным излучением в реальных средах

Возбуждение высших гармоник¹⁾ с частотами $K\omega$ при распространении интенсивного излучения с частотой ω в нелинейной среде является одним из основных процессов, составляющих нелинейную оптику. Этому процессу нет аналога в рамках линейной оптики, так как он обусловлен нелинейной восприим-

имеет два существенных недостатка с точки зрения его использования на практике. Во-первых, как и всегда при комбинационном рассеянии, изменение частоты происходит на относительно небольшую величину. Во-вторых, для реализации антистоксова рассеяния необходимо использовать рабочую среду (атомы, молекулы) в специально приготовленном возбужденном, а потому нестационарном состоянии. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что антистоксово ВКР практически не составляет конкуренции процессу возбуждения высших гармоник.

Процесс возбуждения высших гармоник детально исследован начиная со времени зарождения нелинейной оптики, и к настоящему времени на основе этого процесса сконструированы и широко используются многочисленные оптические приспособления, позволяющие повышать частоту интенсивного когерентного излучения с высокой эффективностью, достигающей в ряде случаев величины порядка единицы. Процессу возбуждения высших гармоник посвящено много монографий; из них можно указать на [1, 2], в которых заложены основы теоретического описания этого процесса, и на [3, 4].

В этой лекции будут рассмотрены основы процесса возбуждения высших гармоник на примере наиболее простой модели

где $k_{2\omega} = n_{2\omega}(2\omega/c)$ — волновое число монохроматической волны частоты 2ω , $n_{2\omega}$ — коэффициент преломления среды на частоте 2ω . Фазовая расстройка для волн на частотах ω и 2ω при этом имеет вид

$$\Delta k = (2\omega/c)(n_{\omega} - n_{2\omega}). \quad (5)$$

Из соотношения (4) следуют основные закономерности процесса возбуждения второй гармоники.

Напряженность поля на частоте 2ω пропорциональна квадрату напряженности поля возбуждающего излучения:

$$E_{2\omega} \propto E_{\omega}^2. \quad (6)$$

Интенсивность излучения на частоте 2ω , т. е. поток энергии, протекающей в единицу времени через единицу площади поперечного сечения среды, определяется вектором Пойнтинга, усредненным по времени:

$$F_{2\omega} = c |E_{2\omega}|^2 / 8\pi \propto n^2 (\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega))^2 F_{\omega}^2 (k_{2\omega}/\Delta k)^2 \sin^2(\Delta k z/2). \quad (7)$$

Из (7) следует очевидное соотношение между интенсивностями излучения на частотах ω и 2ω :

$$F_{2\omega} \propto F_{\omega}^2. \quad (8)$$

Отношение

$$F_{2\omega}/F_{\omega} = k_{тр} \propto F_{\omega} \quad (9)$$

принято называть *коэффициентом трансформации* излучения во вторую гармонику. Из (9) видно, что коэффициент трансформации пропорционален интенсивности возбуждающего излучения.

Напряженность поля $E_{2\omega}$ (интенсивность излучения $F_{2\omega}$) на частоте 2ω при фиксированной величине напряженности поля (интенсивности излучения) на частоте ω тем больше, чем меньше фазовая расстройка Δk , определяемая соотношением (5), т. е. чем меньше различие между показателями преломления среды на частотах ω и 2ω .

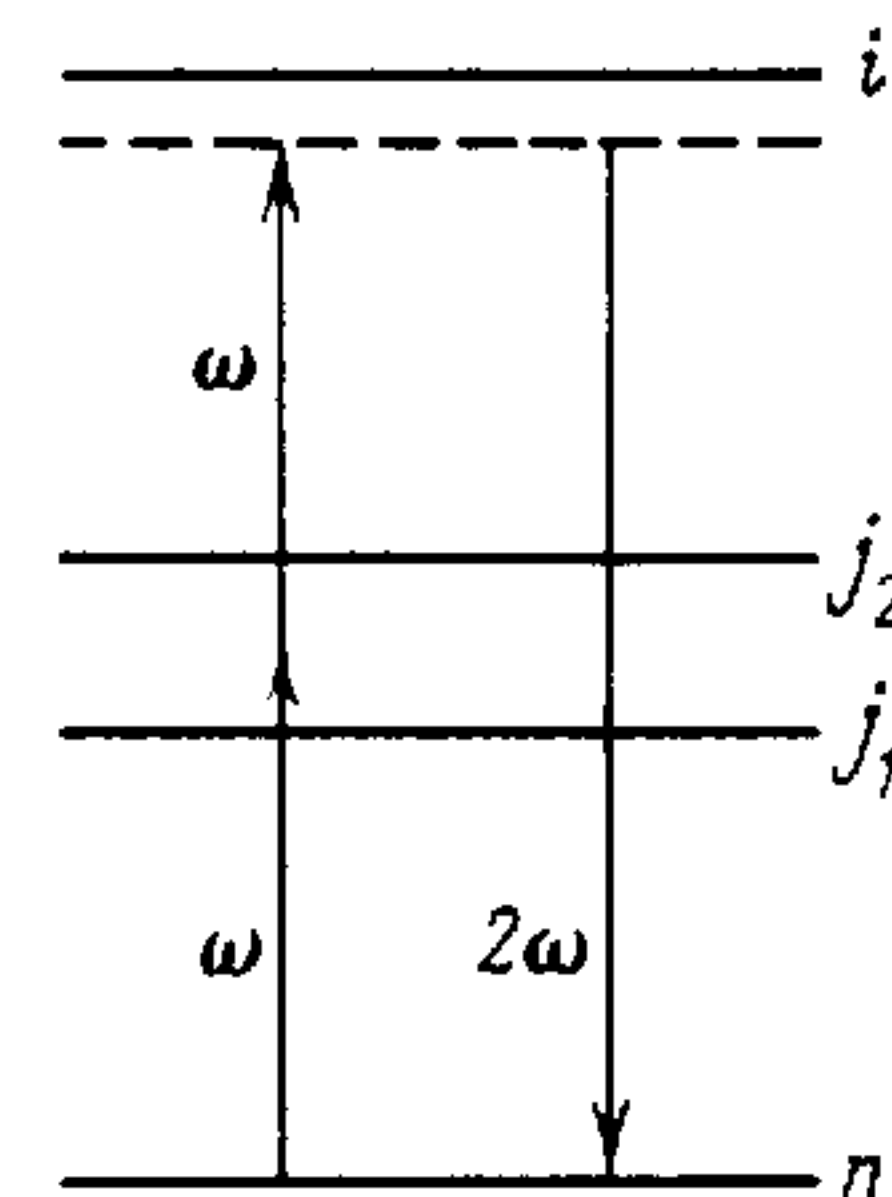
Напряженность поля (и интенсивность излучения) на частоте 2ω определяется квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$.

Физическую сущность $\chi^{(2)}$ надо обсудить подробнее.

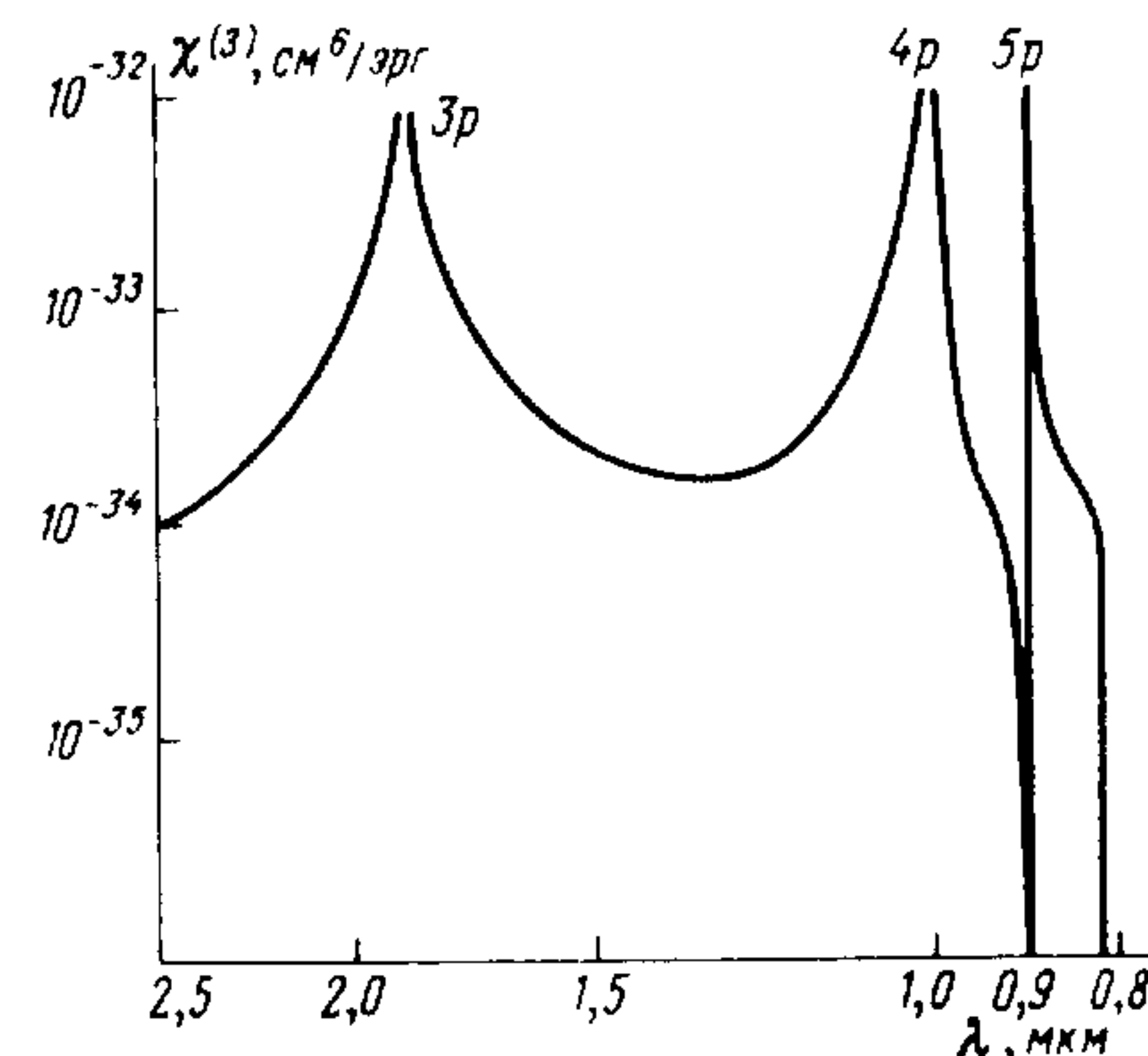
Первое, что надо напомнить (об этом уже шла речь выше, в лекции 2): среди различных восприимчивостей $\chi^{(2)}$ интересующая нас восприимчивость $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ является не единственной. В качестве другого вида квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ можно указать на восприимчивость $\chi^{(2)}(\omega'; \omega, \omega)$, определяющую другой процесс — процесс гиперкомбинационного рассея-

ния света (лекция 2). Поэтому, для того чтобы в среде доминировала интересующая нас восприимчивость $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$, необходим специальный подбор среды и частоты ω .

Величина $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ является резкой функцией частоты возбуждающего излучения ω . Из схемы процесса двухфотонного поглощения, приводящего к реализации $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ (рис. 1), видны две причины, обуславливающие большое значение этой восприимчивости — возникновение квазирезонансных



1. Схема процесса возбуждения второй гармоники



2. Данные расчета [6] зависимости нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$ в атоме натрия от длины волны λ возбуждающего излучения; резонансы соответствуют условию $\omega = \omega_{i0}$; основное состояние натрия — $3S_1$

ситуаций на частотах ω и 2ω . Малые расстройки между частотами разрешенных переходов в спектре квантовой системы и частотами ω и 2ω приводят к малым энергетическим знаменателям в соответствующих матричных элементах и соответственно к большим вероятностям переходов (лекция 4). В качестве примера приведен на рис. 2 вид зависимости нелинейной восприимчивости в конкретной среде от частоты возбуждающего излучения.

Из этого рисунка, в частности, видно, что кроме частот, на которых нелинейная восприимчивость максимальна, есть частоты, на которых она минимальна и равна нулю (лекция 2).

Надо иметь в виду, что, хотя нелинейная восприимчивость максимальна при наличии точных резонансов на частотах ω , 2ω , наличие точных резонансов приводит к возникновению ряда других процессов, конкуренция с которыми может уменьшать эффективность реализации искомого процесса. В качестве конкретного примера можно указать на процесс однофотонного возбуждения, возникающий при частоте $\omega = \omega_{i0}$ (рис. 2). Учет роли конкурирующих процессов представляет собой независимую задачу, которая требует как качественного решения в общем

виде (см., например, [5]), так и количественных оценок и расчетов для каждого конкретного случая.

В заключение приведенного рассмотрения напомним, что $\chi^{(2)} \equiv 0$ в средах с центром инверсии (например, в атомных газах) (лекция 2). Напротив, в прозрачных диэлектриках, например в кристаллах, $\chi^{(2)} \neq 0$.

Заканчивая общее рассмотрение процесса возбуждения второй гармоники, отметим, что как методы осуществления фазового синхронизма, так и отличия реального случая взаимодействия лазерного излучения с различными средами от рассмотренной выше модельной задачи будут обсуждаться ниже.

2. Возбуждение высших гармоник. Процесс возбуждения высших гармоник ($K > 2$) описывается аналогично процессу возбуждения второй гармоники исходя из общего выражения для решения уравнений Максвелла в нелинейной среде (соотношение (13) в лекции 11) и выражения для соответствующего члена разложения нелинейной поляризации в ряд по степеням напряженности поля:

$$P_{K\omega}^{(K)} = \chi^{(K)}(K\omega; \omega, \omega, \dots, \omega) E_{\omega}^K \exp(iK\omega t - iKk_{\omega}z). \quad (10)$$

Общее выражение для интенсивности излучения на частоте $K\omega$ имеет вид, аналогичный (7):

$$F_{K\omega} \propto (k_{K\omega}/\Delta k)^2 (\chi^{(K)}(K\omega; \omega, \dots, \omega))^2 F_{\omega}^K \sin^2(\Delta k z/2), \quad (11)$$

где фазовая расстройка Δk и волновое число $k_{K\omega}$ описываются соотношениями (см. (5))

$$\Delta k = k_{K\omega} - Kk_{\omega} = (n_{K\omega} - n_{\omega})(K\omega/c), \quad (12)$$

$$k_{K\omega} = n_{K\omega}(K\omega/c). \quad (13)$$

При обращении к процессу возбуждения высших гармоник возникает естественный вопрос: имеются ли какие-либо принципиальные ограничения на частоту возбуждающей волны ω и частоту возбуждаемой волны $K\omega$ для фиксированной нелинейной среды?

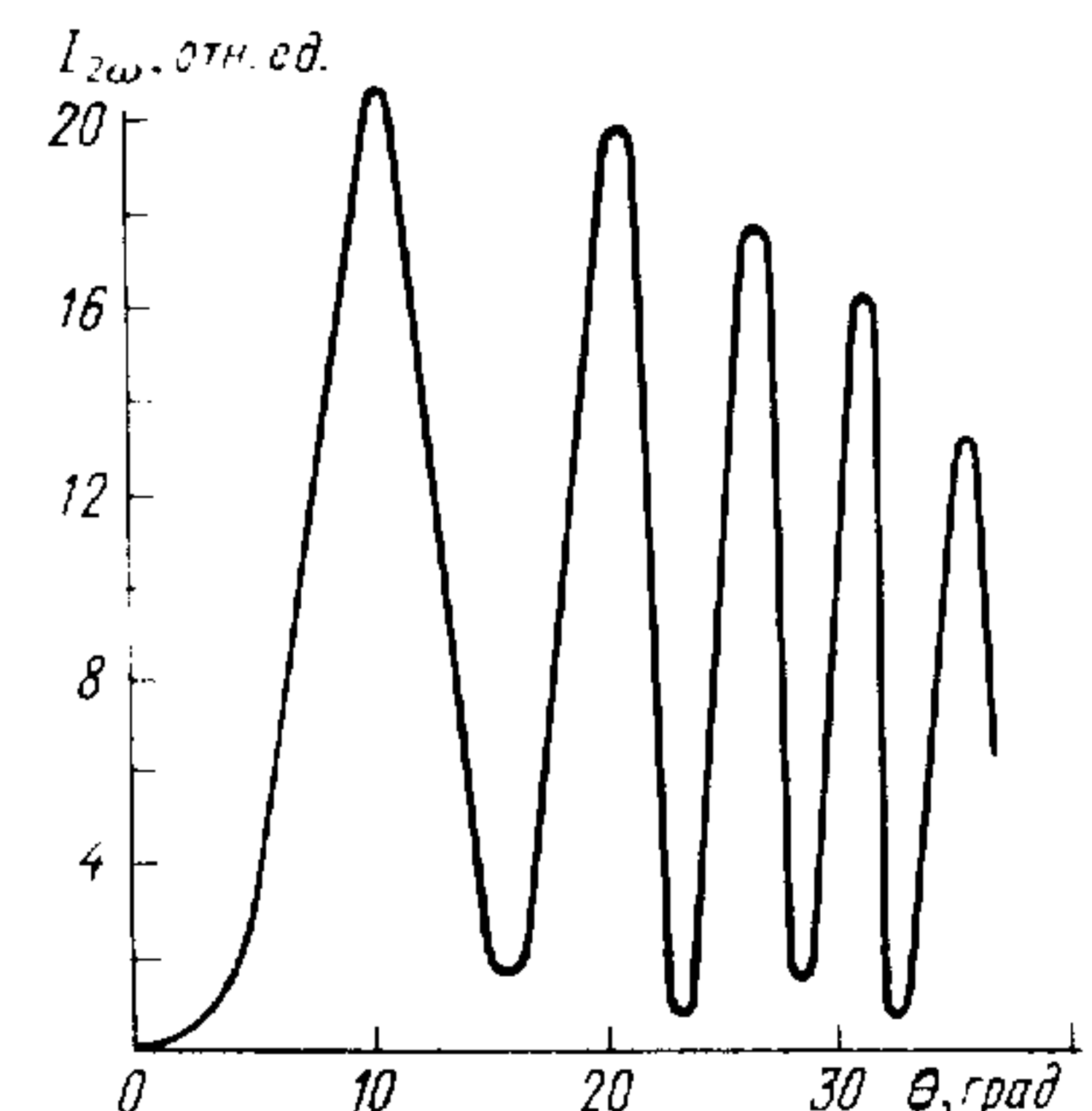
Ограничение на частоты ω и $K\omega$ обусловлено прозрачностью среды, т. е. линейным (однофотонным) поглощением излучения в среде. Качественно линейное поглощение в различных средах определяется одним и тем же процессом ионизации среды. Количественно граница прозрачности различается почти на порядки величины, составляя 2—5 эВ для кристаллов и стекол и 10—20 эВ для газов. В случае газовой среды ограничение $K\omega < I$ не носит абсолютного характера, конкуренция между процессом генерации гармоник и процессом ионизации позволяет возбуждать частоты и в случае $K\omega > I$ [7—9].

При возбуждении высших гармоник ($K > 2$) может возникнуть еще один конкурирующий эффект — *каскадное* (ступенча-

тое) возбуждение той же частоты $K\omega$. При каскадном процессе возбуждается волна на частоте $K'\omega$ ($K' < K$), которая взаимодействует с основной волной на частоте ω , что приводит к появлению волны на частоте $K\omega$. (Это по сути дела есть частный случай связанных волн, которым посвящена лекция 13.) В качестве примера можно привести случай возбуждения волной на частоте ω пятой гармоники с частотой 5ω . В прямом процессе возбуждения высших гармоник частота 5ω возбуждается за счет нелинейной восприимчивости $\chi^{(5)}(5\omega; \omega, \omega, \omega, \omega, \omega)$. Однако частота 5ω может возбуждаться и за счет каскадного процесса, в котором образуется третья гармоника $\omega' = 3\omega$ за счет нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$, которая, взаимодействуя с основной волной частоты ω , приводит к появлению волны на частоте 5ω за счет нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(5\omega; 3\omega, \omega, \omega)$. Отношение эффективностей прямого и каскадного процесса может достигать величины порядка единицы, так что в общем случае каскадные процессы необходимо принимать во внимание наряду с прямыми [10]. Очевидно, что отношение эффективностей прямых и каскадных процессов должно сильно зависеть от частоты ω ввиду того, что они обусловлены различными нелинейными восприимчивостями, характеризующимися различной частотной зависимостью.

3. Методы осуществления фазового синхронизма. Если, исходя из табличных данных о дисперсии показателя преломления различных сред, оценить длину синхронизма $L = \Delta k^{-1}$, то получится очень малая величина. Например, в случае генерации второй гармоники излучения видимого диапазона частот в кварце расчет дает длину $L \sim 10$ мкм. Это значит, что, возбуждая

3. Результат эксперимента [11] по измерению зависимости выхода второй гармоники $I_{2\omega}$ от длины L распространения возбуждающего излучения в кристаллическом кварце; длина L изменялась путем поворота пластины из кварца относительно оси пучка излучения на угол θ



вторую гармонику в кварце, мы должны с периодом ~ 10 мкм последовательно наблюдать максимумы и минимумы в выходе излучения на частоте 2ω . Именно такая картина наблюдалась в первых экспериментах по возбуждению гармоник (рис. 3).

Из выражения, связывающего длину синхронизма L с показателями преломления среды n_ω , $n_{K\omega}$ на частотах ω и $K\omega$,

$$L = \Delta k^{-1} = c[K\omega(n_{K\omega} - n_\omega)]^{-1} = c(K\omega\Delta n)^{-1}, \quad (14)$$

легко оценить, что для значительной длины L необходимо равенство коэффициентов преломления n_ω и $n_{K\omega}$ с исключительно большой точностью. Так, для частоты ω в видимом диапазоне частот длина синхронизма $L \sim 1$ см достигается при $\Delta n = |n_\omega - n_{K\omega}| \sim 10^{-5}$.

Из этих оценок на первый взгляд может показаться, что нельзя осуществить большую величину L и, тем самым, нельзя получить большой коэффициент трансформации возбуждающего излучения в гармонику $K\omega$. Однако на самом деле разработаны методы, позволяющие реализовать столь большие величины L , при которых нарушается приближение заданного поля и достигается коэффициент трансформации $K_{тр} \sim 1$. При этом основные факторы, ограничивающие величину L , не носят принципиального характера, а связаны с отличием реальных условий взаимодействия лазерного излучения с нелинейными средами от идеальных условий, указанных выше при решении модельной задачи. Эти отличия обсуждаются ниже, в следующем пункте.

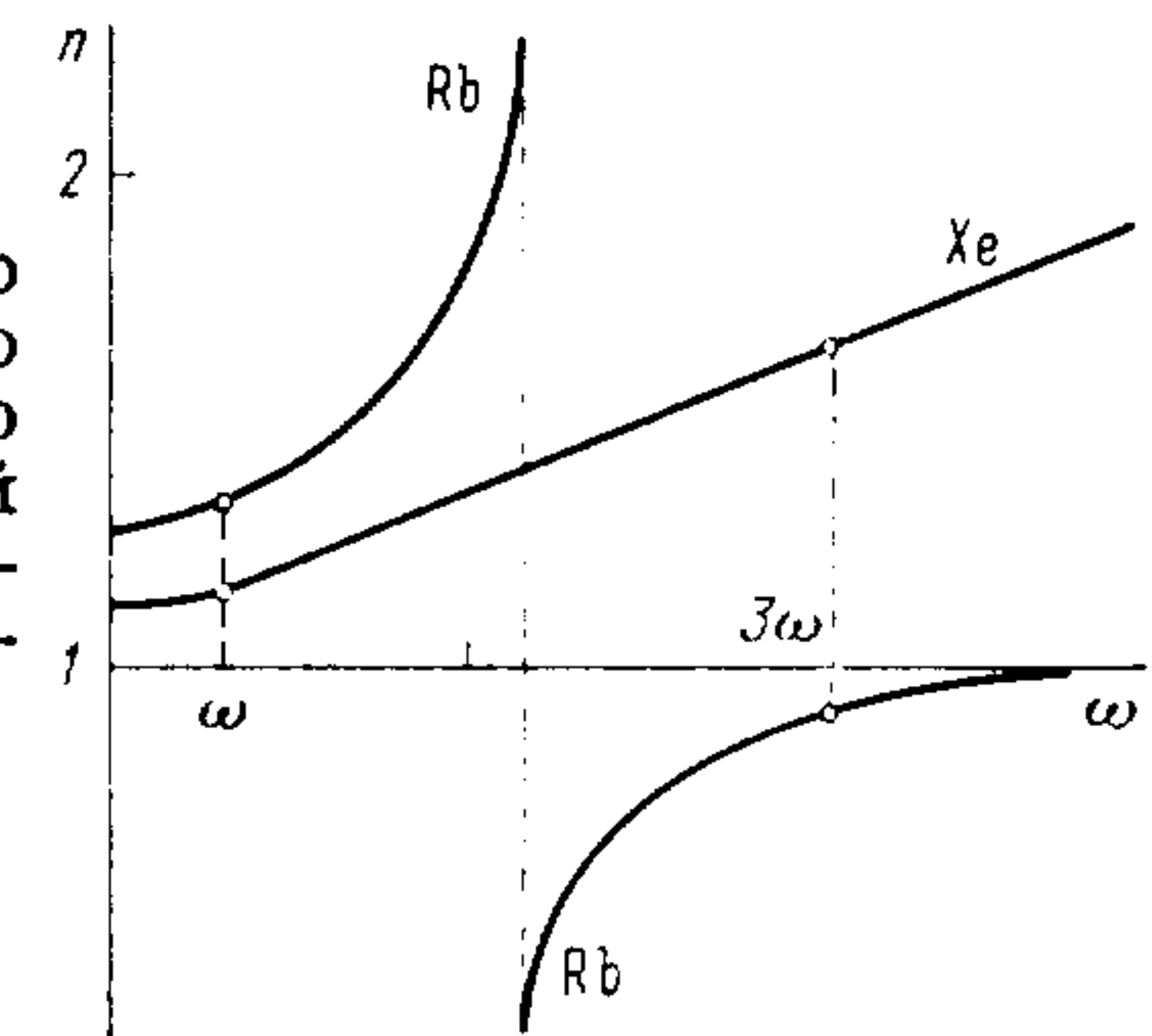
Общей чертой различных методов увеличения длины синхронизма является исходный принцип — скорости распространения волн на частотах ω и $K\omega$ в нелинейной среде должны быть одинаковы и, тем самым, исходное соотношение между фазами этих волн на границе среды не должно изменяться по мере распространения возбуждающей волны в среде. Волны должны быть синфазны. Однако фазовый синхронизм волн на частотах ω и $K\omega$ осуществляется в газах и кристаллах различным образом.

В газах используется так называемый *метод буферного газа*. Этот метод заключается в использовании смеси двух газов, которые можно назвать *нелинейным* и *буферным* газами. В качестве нелинейного газа, имеющего на заданной частоте ω большую величину $\chi^{(K)}$, за счет которой возбуждается излучение на частоте $K\omega$, используется атомный газ (обычно это пары щелочных атомов), для которого частота ω лежит в области нормальной дисперсии, а частота $K\omega$ — в области аномальной дисперсии при $n < 1$. В качестве буферного газа используется газ (обычно это один из благородных газов), для которого частоты ω и $K\omega$ лежат в области нормальной дисперсии, т. е. при $n > 1$, а $\chi^{(K)}$ пренебрежимо мало. Подбирая отношение концентраций нелинейного и буферного газов, можно добиться таких условий, когда на частоте $K\omega$ показатель преломления буферного газа ($n > 1$) компенсирует показатель преломления нелинейного газа ($n < 1$), так что показатели преломления смеси газов на частотах ω и $K\omega$ равны (рис. 4). Очевидно, что в таких условиях за счет нелинейной восприимчивости $\chi^{(K)}$ нелинейного газа возбуждается волна на частоте $K\omega$, а волны с частотой ω и $K\omega$

распространяются в смеси газов с одинаковой скоростью, т. е. синфазно.

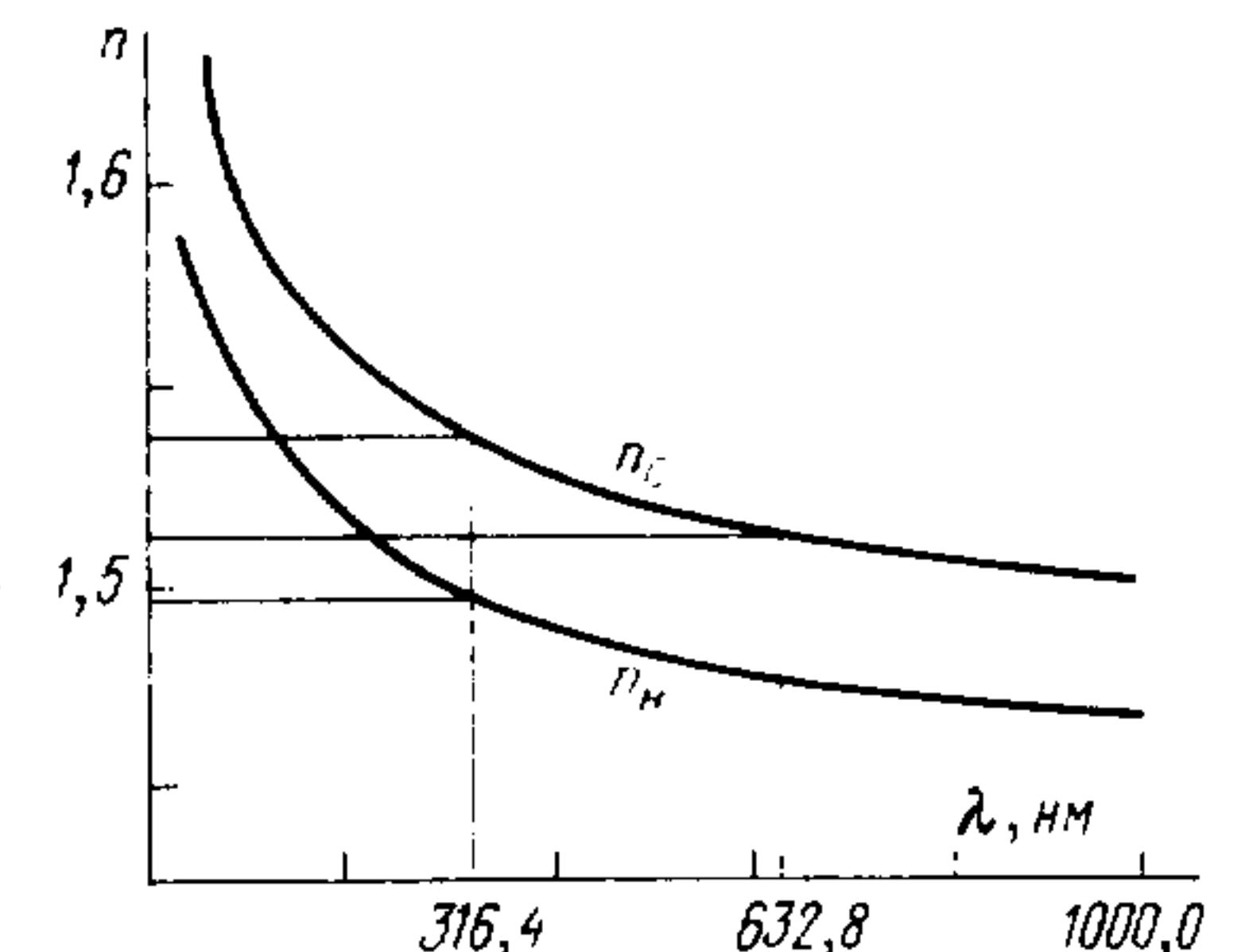
В идеальных условиях, таким образом, можно осуществить сколь угодно большое значение длины когерентности L .

4. Схема осуществления фазового синхронизма с помощью буферного газа: ω — частота возбуждающего излучения; 3ω — частота третьей гармоники; нелинейная компонента — пары рубидия, буферная компонента — ксенон;
 $n_\omega(\text{Xe}) + n_\omega(\text{Rb}) = n_{3\omega}(\text{Xe}) - n_{3\omega}(\text{Rb})$



В случае кристаллов сущность метода состоит в использовании двулучепреломляющих *одноосных отрицательных кристаллов*. В таких кристаллах обыкновенная и необыкновенная волны распространяются с различными скоростями. При этом показатель преломления для обыкновенной волны больше, чем для необыкновенной, а для необыкновенной волны n зависит от угла θ между ее волновым вектором и осью кристалла. В таком кристалле, очевидно, всегда можно найти угол θ , при котором будет выполняться искомое равенство $n_{K\omega}$ (необыкновенная волна) = n_ω (обыкновенная волна), со всеми вытекающими из него последствиями (рис. 5). Очевидно, что при реализации

5. Зависимость показателей преломления для обыкновенной n_o и необыкновенной n_n волн в кристалле KDP от длины волны излучения λ



этого метода возникает дополнительное требование к возбуждающей волне — она должна быть линейно поляризованной для эффективной трансформации в гармонику.

Конечно, указанные выше требования к кристаллу, в первую очередь двулучепреломление, резко уменьшают количество конкретных кристаллов, пригодных для возбуждения гармоник. Однако практически таких кристаллов найдено и создано достаточно много, так что этот метод технически полностью освоен.

4. Возбуждение высших гармоник лазерным излучением в реальных средах. Из проведенного выше рассмотрения основных закономерностей процесса возбуждения высших гармоник следует, что этот процесс может иметь место при распространении лазерного излучения достаточно высокой интенсивности в любых прозрачных средах. Весь вопрос сводится к количественным характеристикам излучения на частотах $K\omega$. Конечно, в общем случае, если не принято специальных мер по увеличению длины синхронизма, энергия последовательно перекачивается из волны на частоте ω в волну на частоте $K\omega$ на весьма малой длине пути. Однако в соответствующих малых объемах среды кроме излучения на частоте ω имеется также и излучение на частоте $K\omega$. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при проведении экспериментов с высокоинтенсивным лазерным излучением.

Если теперь обратиться к экспериментам, направленным на получение больших коэффициентов трансформации излучения в высшие гармоники $K\omega$, то надо отметить ряд пунктов, в которых реальная ситуация отличается от модельной задачи, рассмотренной выше.

Первое, что надо иметь в виду, — задача получения больших коэффициентов трансформации k_{tr} требует выхода за рамки приближения заданного поля падающей волны. Действительно, большое значение k_{tr} соответствует значительной перекачке энергии из возбуждающей волны в гармонику n , следовательно, значительному ослаблению возбуждающей волны. При этом по мере распространения возбуждающей волны в нелинейной среде выполняются следующие основные закономерности: напряженность поля возбуждающей волны уменьшается, а зависимость $E_{K\omega} \propto E_{\omega}^K$ и коэффициент трансформации $k_{tr} = F_{K\omega}/F_{\omega}$ остаются неизменными. Решение уравнений Максвелла без использования приближения заданного поля значительно сложнее; сложнее выглядят и результирующие формулы [1, 2], из которых, в частности, следует принципиальная возможность перекачки практически всей энергии из возбуждающей волны в гармонику.

В реальной ситуации существенно отличаются и основные характеристики возбуждающей волны от рассмотренной выше модельной плоской, неограниченной и монохроматической волны. Как уже отмечалось выше (лекция 1), лазерное излучение лишь квазимонохроматично; оно характеризуется расходимостью, т. е. фронт волны отличается от плоского; распределение интенсивности излучения по фронту волны неравномерно. Наличие конечной ширины спектра $\Delta\omega$ и расходимости Δk_{ω} излучения приводит к тому, что для реального излучения невозможно выполнение условия точного синхронизма (Δk). Для эффективной трансформации реального лазерного излучения в гармоники необходимо использовать одномодовый режим генерации с точки зрения минимизации расходимости и одночастотный ре-

жим — с точки зрения уменьшения ширины спектра. Во втором случае не надо забывать, что при импульсном режиме генерации ширина спектра излучения $\Delta\omega \geq 1/\Delta\tau_{\text{л}}$, где $\Delta\tau_{\text{л}}$ — длительность импульса излучения.

Требование минимизации величины Δk_{ω} не позволяет использовать фокусировку возбуждающего излучения на нелинейную среду с целью повышения интенсивности возбуждающего излучения и, тем самым, увеличения коэффициента трансформации излучения в гармоники [3, 4].

Наконец, надо отметить, что и реальные среды отличны от рассмотренной выше модели, так как для реальных прозрачных сред всегда существуют ограничения на предельную энергию или интенсивность того лазерного излучения, которое может распространяться в данной среде без ее разрушения. Это так называемая *лучевая прочность среды* (лекции 16—18). Примером конкретного явления, определяющего лучевую прочность прозрачных сред, является явление *оптического пробоя*, рассмотренное в этих лекциях. Надо иметь в виду, что порог пробоя в кристаллах ниже, чем в газах, а потому ограничения на предельную интенсивность излучения более жесткие в случае использования кристаллов в качестве нелинейных трансформаторов частоты лазерного излучения. В кристаллах есть также и другие явления, понижающие их лучевую прочность, например их неоднородность (лекция 18).

* * *

Выше мы предполагали, что возбуждающее излучение полностью когерентно (лекция 1). Между тем, интересно рассмотреть и тот случай, когда возбуждающее излучение характеризуется неполной пространственной или временной когерентностью. Такая ситуация вполне реалистична. Как уже обсуждалось выше (лекция 1), поле лазерного излучения при многомодовом режиме генерации всегда неполовностью когерентно. В этом случае рассмотрение процесса возбуждения высших гармоник должно быть проведено в рамках *статистической радиофизики*. Задача сводится к описанию процесса распространения в нелинейной среде случайных волн. Очевидно, что в этом случае условие фазового синхронизма не может быть выполнено для всех волн. Для описания нелинейного взаимодействия случайное поле возбуждающей волны надо характеризовать соответствующей корреляционной функцией. Оказывается, что если взаимодействие носит *квазистатистический* характер (когда групповые скорости взаимодействующих волн совпадают), то в принципе возможно полное преобразование возбуждающей волны в гармонику [12, 13].

В заключение еще раз отметим, что возбуждение высших гармоник есть существенно нелинейный эффект, не имеющий аналога в линейной оптике, так как в его основе лежит возбуждение нелинейной поляризации среды.

Наконец, надо обратить внимание на очевидное, но принципиальное обстоятельство — наличие взаимосвязи волн на частотах ω и $K\omega$, распространяющихся в среде. Это пример очевидного нарушения одного из основных законов линейной оптики — закона независимости световых пучков. Как уже говорилось выше, в рамках нелинейной оптики этот закон не имеет места.

ПРИМЕЧАНИЕ

1. О термине «возбуждение высших гармоник». В научной литературе, посвященной высшим гармоникам лазерного излучения, обычно используется термин «генерация гармоник». Строго говоря, этот термин не является оптимальным, так как в квантовой радиофизике термин «генератор» используют для систем с обратной связью, а возникновение высших гармоник в среде не требует наличия обратной связи. Термин «возбуждение гармоник» правильное отражает суть дела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики.— М.: ВИНТИ, 1964.
2. Бломберген Н. Нелинейная оптика: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова и Р. В. Хохлова.— М.: ИЛ, 1965.
3. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова.— М.: Мир, 1976.
4. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика.— М.: Радио и связь, 1982.
5. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов.— М.: Наука, 1986.— § 3.2.
6. Milles R., Harris S. // IEEE, YQE — 1975.— V. 11.— P. 121.
7. См. [5], п. 3.26.
8. Геллер Ю. И., Попов А. К. Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах.— Новосибирск: Наука, 1981.
9. Армстронг Дж., Винн Дж. // Нелинейная спектроскопия/Под ред. Н. Бломбергена: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова.— М.: Мир, 1979.— С. 192.
10. Ахманов С. А., см. [9], с. 323.
11. Maker D., Terhune R., Nisenoff M., Savage C. // Phys. Rev. Lett.— 1962.— V. 8.— P. 21.
12. Ахманов С. А., Чиркин А. С. Статистические явления в нелинейной оптике.— М.: МГУ, 1971.
13. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.— Гл. 8.

Лекция 13. СВЯЗЬ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Связь трех волн в квадратичной среде. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. Связь четырех волн в кубичной среде. Закон сохранения числа фотонов и его следствия. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Параметрические генераторы.

Если несколько волн с различной частотой распространяются в нелинейной среде, то при выполнении условия фазового синхронизма эти волны будут взаимодействовать друг с другом, энергия одних волн может увеличиваться за счет уменьшения

энергии других волн. В этом состоит феноменологическая сущность эффекта связи между волнами, распространяющимися в нелинейной среде. Физическая сущность этого эффекта основана на двух основных явлениях, уже обсуждавшихся выше.

Первое явление заключается в возбуждении нелинейной поляризации среды на частотах, представляющих собой суммы или разности частот волн, распространяющихся в среде. Простейший пример для случая распространения двух волн с частотами ω_1 и ω_2 в среде с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ рассматривался в лекции 2, из материала которой следует, что возбуждается поляризация среды, в том числе и на частотах $\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$. Если число падающих волн или степень нелинейности среды больше двух, то число частот, на которых возбуждается нелинейная поляризация, гораздо больше. Так, например, при возбуждении тремя волнами с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 кубичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ нелинейная поляризация содержит 22 компоненты, характеризующиеся различными частотами, в том числе 4 компоненты, зависящие от всех трех волн ($\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$; $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$; $\omega_1 - \omega_2 + \omega_3$; $-\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$), и 12 компонент, зависящих от двух из трех волн. Именно тот факт, что нелинейная поляризация возникает на частоте, зависящей от частоты всех падающих волн, обуславливает их связь через волну нелинейной поляризации.

Второе явление — возможность перекачки энергии из падающей волны в волну нелинейной поляризации при выполнении приближенного или точного условия фазового синхронизма для этих волн (лекция 11).

В сумме эти два явления приводят к тому, что при взаимодействии нескольких волн в нелинейной среде возникает связь этих волн и обмен энергией между ними. Тем самым можно перекачивать энергию из падающей волны ω_3 с фиксированной частотой в другую волну ω_1 с изменяемой частотой (например, $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$). В этом важное прикладное отличие эффекта связанных волн от эффекта возбуждения высших гармоник, где под действием волны с частотой ω_1 возбуждаются волны лишь с фиксированными частотами $K\omega_1$.

Эффект связи волн в нелинейной среде обычно именуется в научной литературе как *параметрический эффект в оптике*. Такое наименование возникло исторически, по аналогии с ранее известным эффектом возбуждения *параметрических колебаний* в радиоэлектронике [1, 2], в основе которого лежит модуляция параметров колебательного контура. В период формирования основополагающих идей о связи волн в нелинейной среде [3] существенную роль играла аналогия между эффектом модуляции во времени такого параметра среды, как ее диэлектрическая проницаемость, и модуляцией параметров колебательного контура, откуда и возник обсуждаемый термин. Хотя представляется, что термин *связанные волны* лучше отражает суть дела, но будут использоваться и термин *параметрический эффект*, и различ-

ные его производные (параметрический генератор и т. д.) ввиду их широкого распространения в научной литературе.

Эффект связи волн в нелинейной среде нашел широкое применение в практике. Две наиболее важные области применения — это *параметрические генераторы когерентного излучения с плавно изменяемой частотой* [4—7] и активная спектроскопия рассеянного света [3], в первую очередь метод *когерентной антистоксовой спектроскопии* (метод КАРС; CARS-спектроскопия) [3].

Обратимся сначала к более детальному рассмотрению эффекта связи волн, а в дальнейшем — к его основным применениям.

1. Связь трех волн в квадратичной среде. Начнем рассмотрение эффекта связи волн с наиболее простого случая, когда в среде с квадратичной нелинейностью ($P = P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2$) распространяются две монохроматические волны с частотами ω_1 и ω_2 ; напряженности полей и волновые векторы этих волн описываются соотношениями, уже использовавшимися выше, в лекциях 11 и 12:

$$E_1 = E_{\omega_1} \exp(i\omega_1 t - ik_1 z), \quad k_1 = n_{\omega_1}(\omega_1/c), \quad (1)$$

$$E_2 = E_{\omega_2} \exp(i\omega_2 t - ik_2 z), \quad k_2 = n_{\omega_2}(\omega_2/c). \quad (2)$$

Отметим, что волновые векторы этих волн предполагаются неколлинеарными $k_1 \nparallel k_2$ и различными по значению $k_1 \neq k_2$.

Под действием волн E_1 и E_2 квадратичная поляризация $P^{(2)}$ возбуждается, в частности, на суммарной и разностной частотах $\omega_{\pm} = \omega_1 \pm \omega_2$, зависящих от частот обеих волн ω_1 и ω_2 :

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E_{\omega_1} E_{\omega_2} \exp(i(\omega_1 \pm \omega_2)t - i(k_1 \pm k_2)z). \quad (3)$$

При выполнении условия *приблизженного синхронизма* (лекция 11), имеющего в данном случае вид

$$\Delta k = |k_{\pm} - (k_1 \pm k_2)| \ll k_{\pm}, \quad (k_1 \pm k_2) \quad (4)$$

($k_{\pm} = n_{\omega_{\pm}}(\omega_{\pm}/c)$), можно использовать общее решение уравнений Максвелла, полученное в лекции 11 (см. формулу (20)), для медленно изменяющейся амплитуды волны $E_{\omega_{\pm}}$.

Волна $E_{\omega_{\pm}}$, распространяющаяся в направлении z , будет иметь максимальную амплитуду при выполнении условия точного синхронизма для проекций волновых векторов на ось z :

$$k_{\pm z} = k_{1z} \pm k_{2z}. \quad (5)$$

Выполнение равенства (5), принимая во внимание дисперсию среды (1), (2), возможно лишь при условии, что волновые векторы падающих волн k_1, k_2 направлены под некоторым углом θ друг к другу. Схема простейшего случая, когда $\omega_1 = \omega_2$ и, следовательно, равны волновые числа $k_1 = k_2$, приведена на рис. 1. В данном случае речь идет о возбуждении волны суммарной частоты $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$. Так как $k_{+z}/2 = k_1 \cos(\theta/2) = k_2 \cos(\theta/2)$,

то (5) сводится к следующему условию:

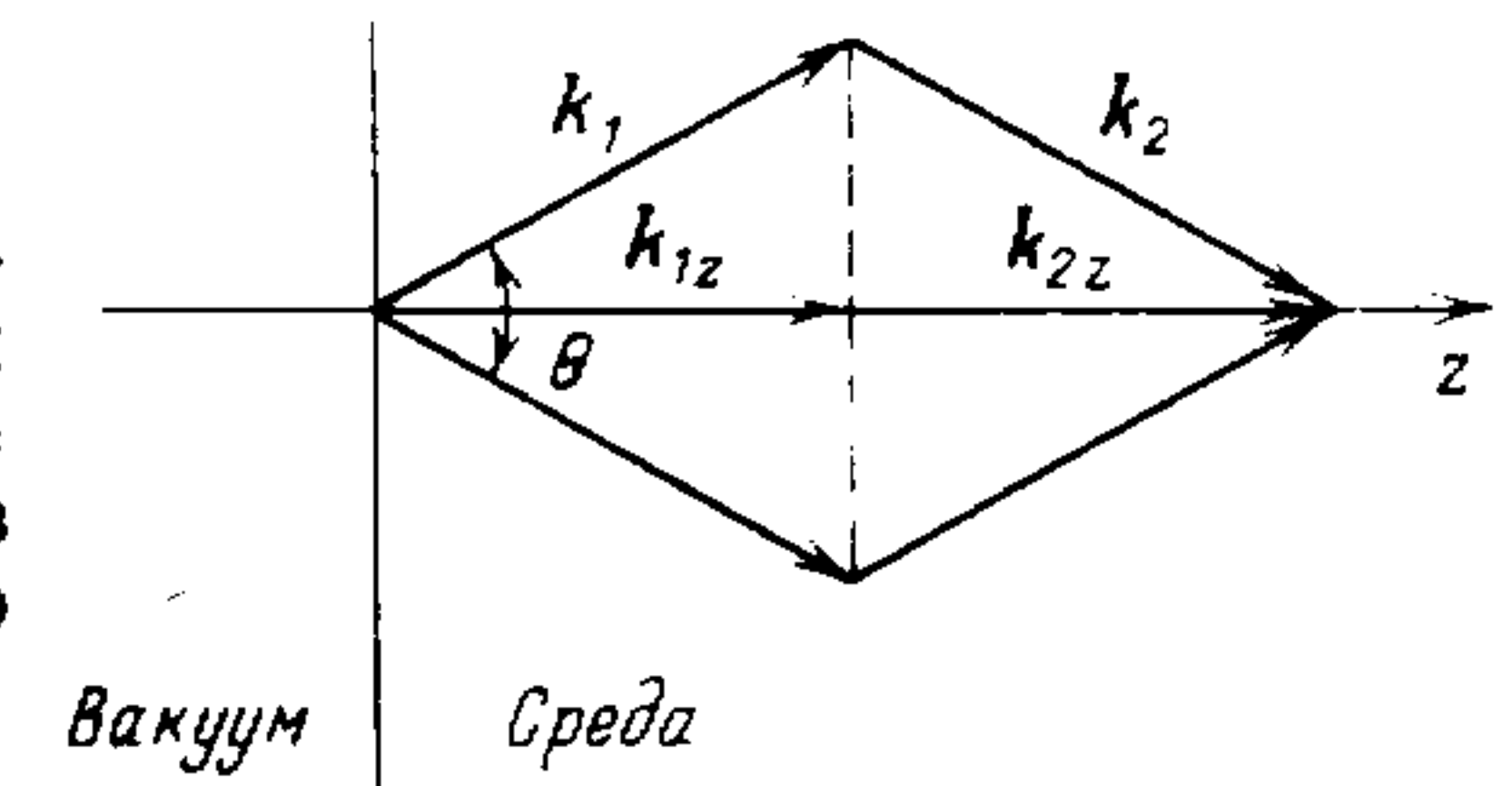
$$\theta = 2 \arccos(n_{2\omega}/n_{\omega}). \quad (6)$$

При отклонении угла между волновыми векторами k_1 и k_2 от значения θ (6) расстройка синхронизма (4) будет увеличиваться и эффективность возбуждения волны с частотой 2ω будет уменьшаться.

Хорошо видны отличия процесса связи волн от рассмотренного в лекции 12 процесса возбуждения гармоник.

Первое отличие состоит в том, что возбуждение волны суммарной частоты в принципе возможно при любом соотношении

1. Схема реализации условия фазового синхронизма для трех волн ($\omega_1, k_1; \omega_2, k_2; \omega_3 = \omega_1 + \omega_2, k_3 = k_{1z} + k_{2z}$), взаимосвязанных в среде с квадратичной нелинейностью



между частотами волн ω_1 и ω_2 , лишь бы выполнялось результирующее соотношение, в данном случае

$$\omega_+ = \omega_1 + \omega_2. \quad (7)$$

Между тем, при возбуждении гармоник необходимо выполнение гораздо более жесткого соотношения $\omega' = 2\omega$.

Второе отличие состоит в том, что при возбуждении второй гармоники волновые векторы возбуждающей и возбуждаемой волн должны быть коллинеарны, а в рассмотренном случае возбуждения волны суммарной частоты $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$ между волновыми векторами исходных волн k_1 и k_2 должен быть определенный угол θ .

Надо также иметь в виду, что за процессы возбуждения второй гармоники и сложения частот ответственны различные квадратичные поляризуемости — $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ в первом случае и $\chi^{(2)}(\omega_+; \omega_1, \omega_2)$ во втором случае. Отметим, что зависимость нелинейной восприимчивости типа $\chi^{(2)}(\omega_+; \omega_1, \omega_2)$ от свойств среды качественно аналогична зависимости $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$, обсуждавшейся в лекции 12. Как и любая нелинейная восприимчивость, $\chi^{(2)}(\omega_+; \omega_1, \omega_2)$ резонансно возрастает при уменьшении расстройки между частотой любой из взаимодействующих волн и собственными частотами среды. Роль резонансов при связи волн обсуждается, например, в [10].

Для волн, связанных через нелинейность среды, в научной литературе часто используются наименования *волна накачки* (для интенсивной волны, падающей на среду) и *сигнальная* и *холостая волны* (для слабых волн, в которые перекачивается энергия из интенсивной волны). Выше уже отмечалась анало-

гия между поляризацией среды и рассеянием света. В рамках этой аналогии эффект связи волн рассматривается как *параметрическое рассеяние света* или *параметрическая люминесценция* [9] ¹⁾).

Аналогично проведенному выше рассмотрению случая трехволнового взаимодействия в квадратичной среде можно провести рассмотрение связи произвольного числа волн. Однако число конкретных случаев взаимодействия резко растет при увеличении числа взаимодействующих волн и степени нелинейности возбуждаемой поляризации. Обсуждая процесс взаимодействия многих волн, не надо предполагать, что эти многие волны всегда создаются внешними источниками и падают извне на среду. Во-первых, всегда одна волна частоты ω может несколько раз фигурировать в законе сохранения энергии $\omega_s = \sum \omega_i$. Во-вторых, всегда, когда падающая волна достаточно высокой интенсивности, в среде возникает *первая стоксова компонента вынужденного комбинационного рассеяния* (лекция 10). Таким образом, весь вопрос состоит в выполнении условия фазового синхронизма (4).

Отметим здесь, что частным случаем реализации связи волн является *возбуждение высших стоксовых и антистоксовых компонент при вынужденном комбинационном рассеянии* (лекция 10) ²⁾.

Рассмотрим еще один важный случай трехволнового взаимодействия в среде с нелинейной поляризацией.

2. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). В лекции 10 при рассмотрении процессов спонтанного рассеяния света однородной средой были сформулированы условия рассеяния света на флуктуациях плотностной среды — рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. Эти условия имеют вид $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{zv}$ и $k_1 - k_2 = k_{zv}$, где падающая световая волна есть ω_1 , k_1 , рассеянная — ω_2 , k_2 , а ω_{zv} , k_{zv} характеризуют звуковую волну в среде. Из предыдущего ясно, что если при этом будет выполнено условие синхронизма, аналогичное (5), и волны будут связаны через соответствующую нелинейность среды, то возможна перекачка энергии из падающей волны в звуковую волну и волну рассеянного света. Такая нелинейная связь практически в любой среде возникает из-за явления *электрострикции* (лекция 9). Изменение давления в среде из-за электрострикции происходит под действием поля мощной падающей волны E_1 и волны рассеянного света E_2 . В соответствии с выражением (10), приведенным в лекции 9, давление в среде, обусловленное электрострикцией, имеет вид

$$p = (8\pi)^{-1} \rho (\partial \epsilon / \partial \rho)_T E_1 E_2 \cos(\omega_{zv} t - k_{zv} z).$$

Эта волна давления распространяется в среде в том же направлении, что и падающая волна E_1 , ω_1 , k_1 . Так как в реальном случае существуют потери при трансформации света в звук, то для возникновения ВРМБ необходимо, чтобы интенсивность падающего излучения превышала определенное пороговое значение.

Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна может возникать в любых средах, где может возникать электрострикция, — в сжатых газах, жидкостях и прозрачных твердых телах. Это явление играет разнообразную роль в различных процессах взаимодействия лазерного излучения с веществом. В некоторых случаях эта роль положительна, например при лазерном возбуждении звука в жидкостях (лекция 17); в других случаях эта роль отрицательна, например ВРМБ может вызывать деструкцию твердых прозрачных диэлектриков при распространении через них мощного лазерного излучения (лекция 18).

Детальное описание явления ВРМБ содержится в книге [11] и обзоре [12].

3. Связь четырех волн в кубичной среде. По аналогии с предыдущим очевидно, что три волны с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 , распространяясь в нелинейной среде, могут возбудить четвертую волну с частотой

$$\nu = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \quad (8)$$

в том случае, когда выполнено условие, аналогичное условию (5) для проекций волновых векторов этих волн:

$$k_{\nu z} = \pm k_{1z} \pm k_{2z} \pm k_{3z}. \quad (9)$$

Очевидно, что существует много вариантов возбуждения волны с частотой ν .

Один из простейших случаев заключается в падении одной волны частоты $\omega = \omega_1 = \omega_3$, возбуждающей в среде первую стоксову компоненту ВКР с частотой ω_2 . При этом в среде возбуждается волна нелинейной поляризации на частоте

$$\nu = 2\omega - \omega_2. \quad (10)$$

Отметим, что частота ν возбуждаемой волны нелинейной поляризации больше частоты возбуждающего излучения ω , так как $\omega_2 < \omega = \omega_1 = \omega_3$. Соответственно процесс возбуждения волны на частоте ν носит *антистоксов характер*. Такой процесс носит название *когерентного антистоксова комбинационного рассеяния* (Coherent Antistokes Raman Scattering, CARS).

Для реализации КАРС необходимо выполнение условия синхронизма

$$\Delta k = k_{\nu z} - (2k_{\omega z} - k_{\omega_2 z}) \rightarrow 0.$$

Приведенный выше простейший вариант процесса КАРС, когда одной из взаимодействующих волн является первая стоксова компонента ВКР возбуждающей волны, является примером сложного процесса, *в целом не являющегося когерентным процессом*. Действительно, один из частных процессов, входящих в этот сложный процесс, а именно возбуждение первой стоксовой компоненты ВКР, не является когерентным, так как не требует выполнения условия фазового синхронизма (лекцию 11) и лишь

второй частный процесс — взаимодействие волн — является когерентным.

Процесс КАРС нашел широкое применение в активной спектроскопии, представляющей собой использование вынужденного рассеяния света для спектроскопических исследований [8]. Преимущества вынужденного рассеяния перед спонтанным достаточно очевидны, во всяком случае, с точки зрения интенсивности рассеянного света. При этом, однако, надо иметь в виду, что использование просто процесса вынужденного комбинационного рассеяния для спектроскопии вызывает очевидные затруднения ввиду большого числа возбуждаемых частот (высшие компоненты ВКР, лекция 10 и 2), а также ввиду возникновения конкурирующих нелинейных процессов. Метод КАРС свободен от указанных выше осложнений и имеет все преимущества вынужденного рассеяния света перед спонтанным рассеянием.

В наиболее общем случае при использовании процесса КАРС для активной спектроскопии на исследуемую среду направляется три волны с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 . Частота ω_1 фиксирована; частота ω_2 может изменяться таким образом, чтобы разностная частота $\omega_1 - \omega_2$ была примерно равна частоте ω_{ij} , где ω_{ij} — собственная частота исследуемого перехода в данной среде. Подбирая частоту ω_2 , можно осуществить резонанс $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{ij}$. Если теперь направить на среду третью (пробную) волну частоты ω_3 , то будет возникать стоксово и антистоксово рассеяние этого пробного излучения, при котором будет возбуждаться стоксова ω_c и антистоксова ω_{ac} компонента с частотами $\omega_c = \omega_3 - \omega_{ij} = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{ij}$ и $\omega_{ac} = \omega_3 + \omega_{ij} = \omega_3 + \omega_1 - \omega_2$. Ясно, что интенсивность излучения на частотах ω_c и ω_{ac} будет резонансно возрастать при таком изменении частоты ω_2 , когда разностная частота стремится к резонансу с исследуемой собственной частотой перехода ω_{ij} (т. е. при $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_{ij}$). Если при этом дополнительно выполнить условие синхронизма для четырех взаимодействующих волн $k_{\omega_c, ac} = k_{\omega_3} \mp k_{\omega_1} \pm k_{\omega_2}$, то эти волны будут взаимосвязаны, энергия может перекачиваться из мощных волн с частотами ω_1 , ω_2 в волны с частотами ω_c , ω_{ac} . Поэтому регистрация этих волн не вызывает никаких проблем. Изменяя частоту ω_2 и наблюдая за излучением частоты ω_c или ω_{ac} , можно, таким образом, по резонансному увеличению интенсивности этих волн наблюдать исследуемый переход ω_{ij} .

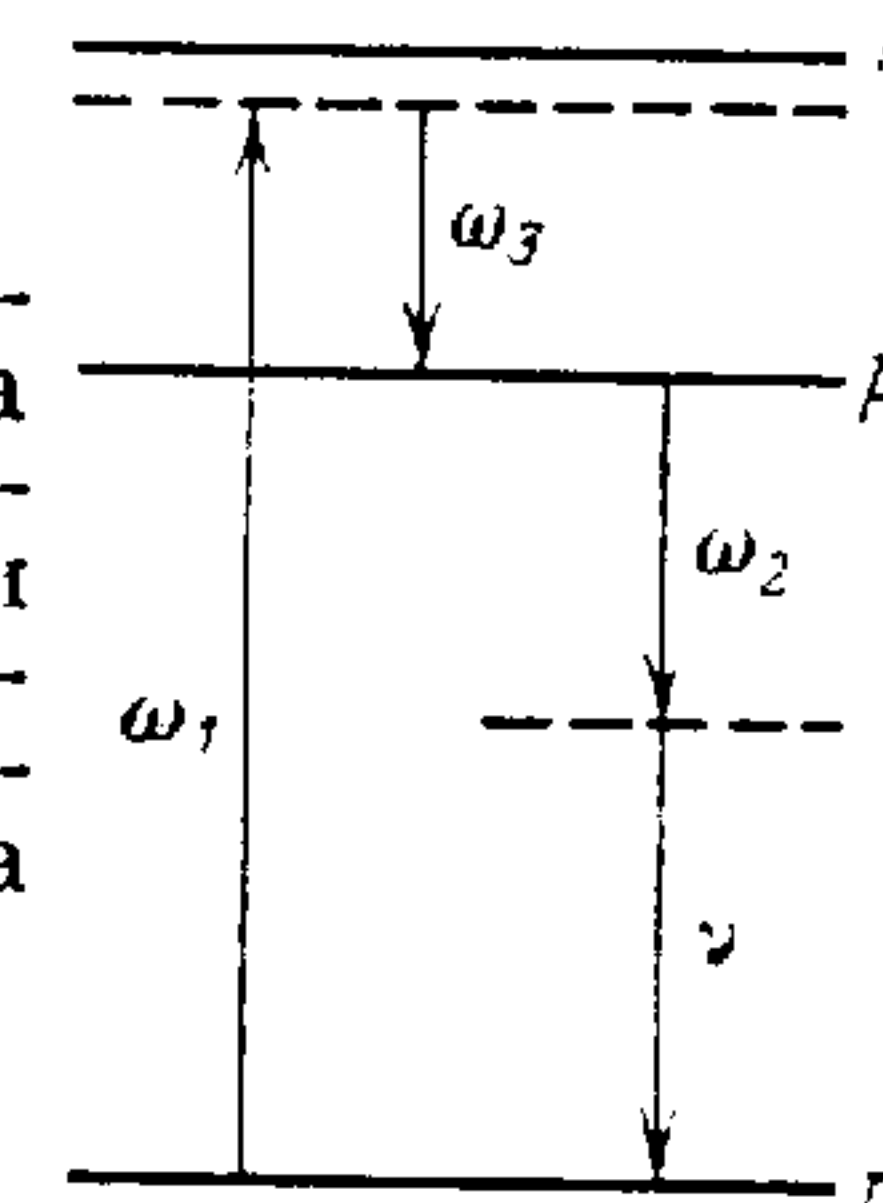
Практически вместо волн с частотами ω_1 и ω_3 можно использовать одну волну с частотой ω_1 (так как эти частоты фиксированы). Тогда, например, $\omega_{ac} = 2\omega_1 - \omega_2$. Регистрация ω_{ac} имеет очевидное преимущество перед регистрацией ω_c , так как $\omega_{ac} > \omega_1$, ω_2 и нет другого канала для возникновения фона на частоте ω_{ac} .

Как и в других случаях, нелинейная восприимчивость, соответствующая процессу КАРС, максимальна при наличии промежуточных квазирезонансных ситуаций. Именно в таких случаях вероятность процесса КАРС максимальна, что способствует его

использованию на практике. КАРС-спектроскопия представляет сейчас развитую область активной спектроскопии для широкого класса различных сред [8].

4. Закон сохранения числа фотонов и его следствия. Обратимся к наиболее часто реализуемым четырехволновым процессам, которые, во-первых, носят квазирезонансный характер, а во-вторых, в которых в качестве одной из волн используется

2. Схема процесса когерентного антистоксова комбинационного рассеяния при возбуждении внешней волной на частоте ω_1 первой стоксовой компоненты ВКР на частоте ω_3



первая стоксова компонента ВКР (рис. 2). Эти условия означают, что имеется точный промежуточный резонанс с состоянием P (предполагая, что основное состояние — S) и это состояние реально заселяется. Соответственно можно разделить процесс поглощения излучения на частоте ω_1 и испускания на частоте ω_3 и процесс испускания на частотах ω_2 и ν . Это позволяет записать следующие законы сохранения для числа фотонов с частотами ω_1 , ω_2 , ω_3 и ν :

$$N(\omega_1) + N(\omega_3) = \text{const}_1, \quad (11)$$

$$N(\omega_2) - N(\nu) = \text{const}_2. \quad (12)$$

Выраженные через интенсивности излучения, эти соотношения принимают вид

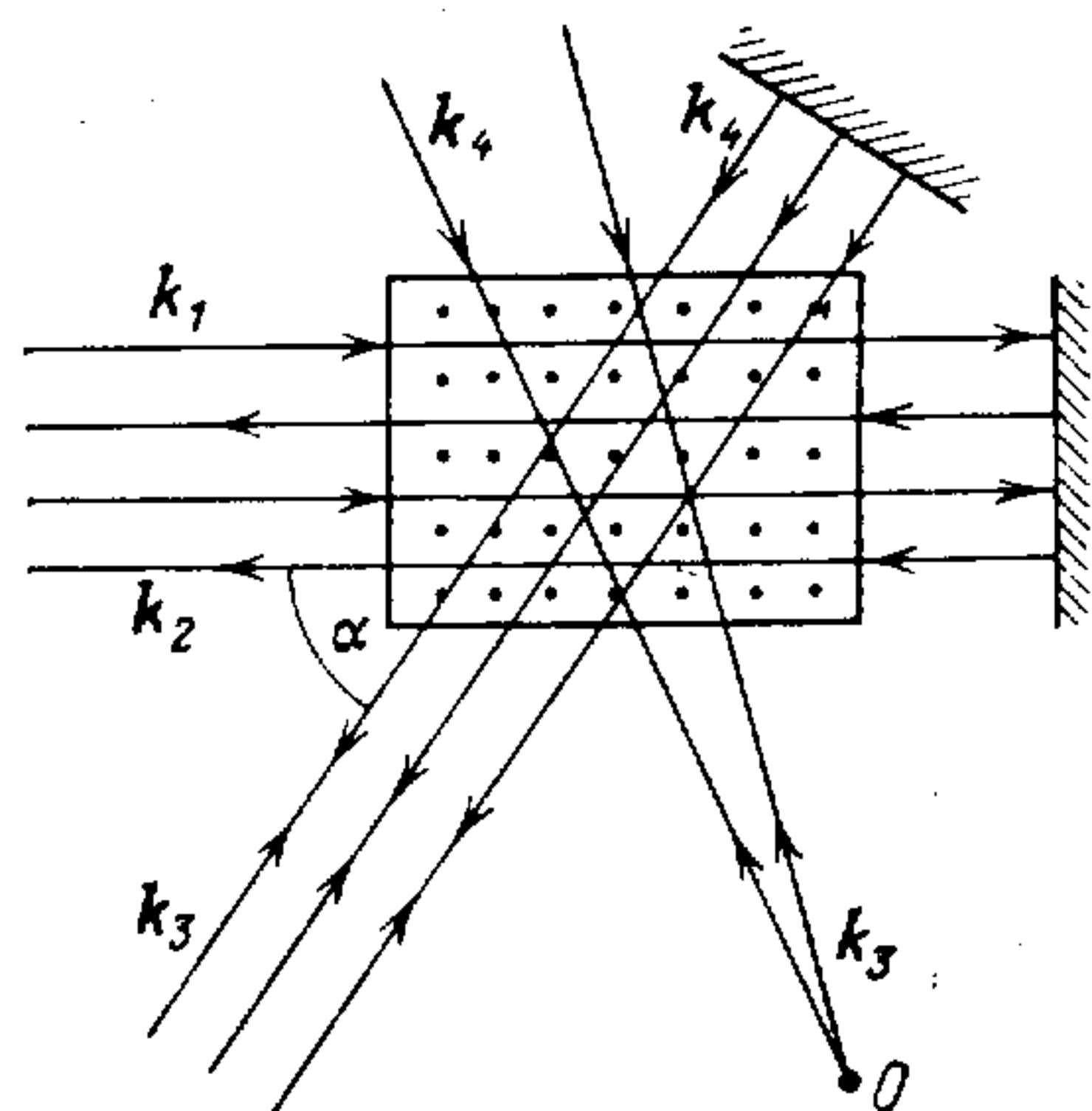
$$F(\omega_1)/\omega_1 + F(\omega_3)/\omega_3 = \text{const}_1 = F_0(\omega_1)/\omega_1, \quad (13)$$

$$F(\omega_2)/\omega_2 - F(\nu)/\nu = \text{const}_2 = F_0(\omega_2)/\omega_2, \quad (14)$$

где $F_0(\omega_1)$ — интенсивность излучения на частоте ω_1 , падающей на нелинейную среду (знак минус в (12) и (14) отражает тот факт, что числа фотонов в среде на частотах ν и ω_2 изменяются одинаково).

Соотношения вида (13), (14) можно записать и для других случаев реализации четырехволнового взаимодействия. В научной литературе они иногда именуются соотношениями Менли — Роу по именам исследователей, впервые обративших на них внимание. Практическая ценность таких соотношений состоит в возможности, исходя из данных о частоте и интенсивности возбуждающей волны, оценить предельную интенсивность волны нелинейной поляризации.

5. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Рассмотрим среду с кубичной нелинейностью вида $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$, на которую направлены две встречные плоские волны частоты ω , имеющие соответственно волновые векторы k_1 и k_2 , так что $k_1 = -k_2$ (на рис. 3 встречные волны с волновыми векторами $k_1 = -k_2$ получены путем отражения плоской волны частоты ω от зеркала при падении волны по нормали к его поверхности). Направим на эту среду дополнительно еще одну, третью плоскую волну с частотой ω под произвольным углом α к направлению распространения первых двух волн; ее волновой вектор k_3 (рис. 3). При взаимодействии этих трех волн в среде с указанной выше кубичной нелинейностью согласно приведенным выше соображениям возбудится четвертая волна той же частоты ω , направленная навстречу третьей волне,



3. Схема обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в кубичной нелинейной среде

так что $k_{4z} = -k_{3z} = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$. Таким образом, кубичная среда, в которой распространяются навстречу друг другу волны ω_1 и ω_2 , представляет собой для волны с частотой ω_3 нелинейное зеркало, отражающее эту волну по направлению ее распространения.

Если третья волна не плоская, а, например, расходящаяся, то тот же эффект будет иметь место для каждого луча этой волны, так что излучение, испущенное из источника O , возвратится в источник O , отразившись от нелинейного зеркала.

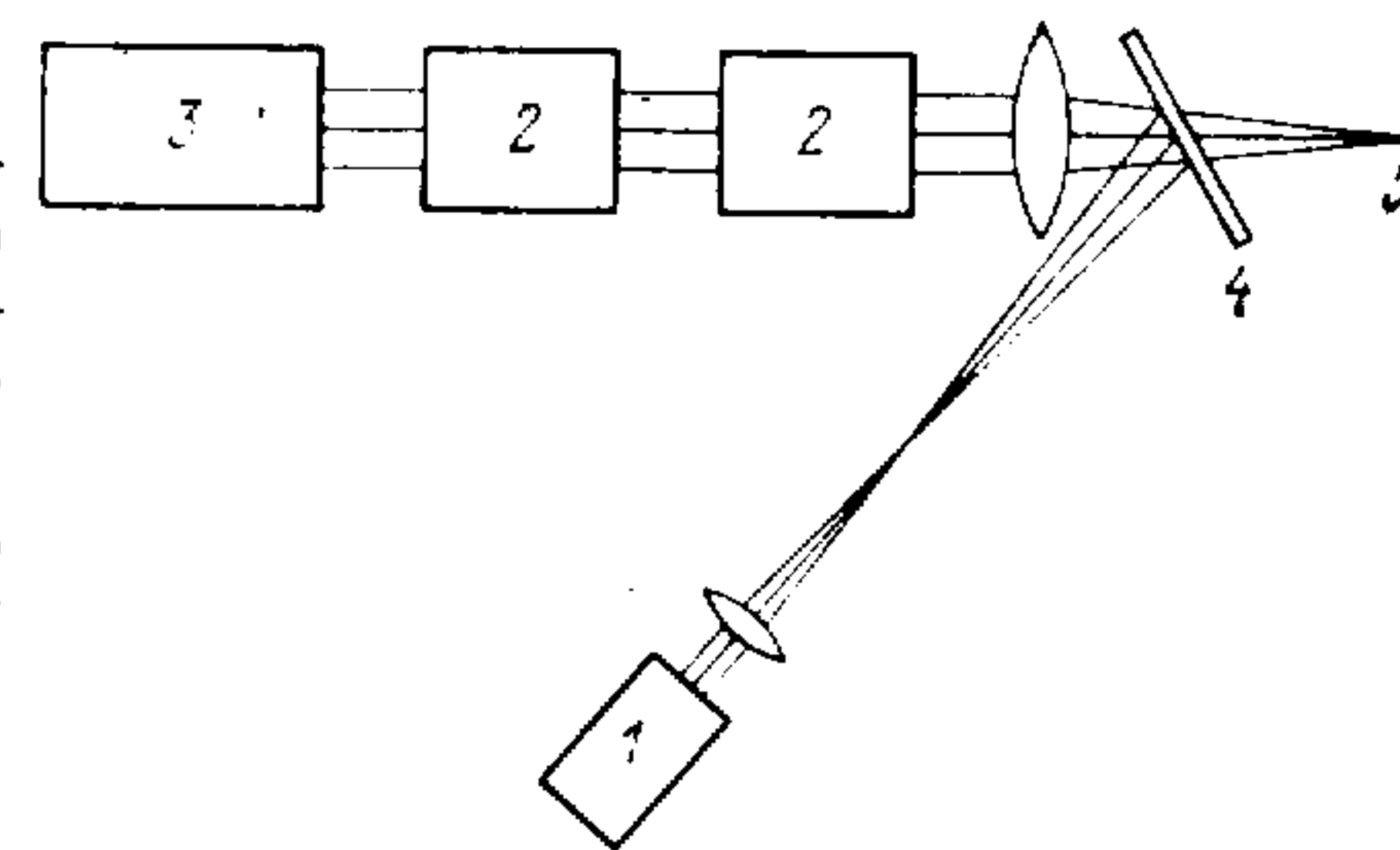
Это явление именуется *обращением волнового фронта* [13], так как падающая и отраженная волны имеют совпадающие поверхности волнового фронта, т. е. поверхности постоянной фазы волны. До обнаружения этого эффекта были известны лишь два тривиальных случая, когда обычное зеркало позволяло обратить волну, т. е. направить волновой вектор отраженной волны навстречу волновому вектору падающей волны. Первый случай — падение плоской волны нормально на плоское зеркало, второй случай — отражение сферической волны (испускаемой точечным источником) от сферического зеркала, если источник расположен в центре кривизны зеркала. Очевидно, что обращение волны с произвольной формой волнового фронта в принципе возможно и с помощью обычного зеркала, но профиль этого зеркала должен точно соответствовать профилю волнового фронта. Даже для простейшего фиксированного сложного (но не плоского и не сферического) фронта волны такое зеркало сделать либо очень сложно, либо практически невозможно. Тем более невозможно сделать зеркало для фронта, изменяющегося во времени или от

опыта к опыту (например, от одного импульса излучения лазера к другому). Как было показано выше, нелинейное зеркало позволяет обратить волну с произвольным фронтом.

Отметим еще два обстоятельства, имеющих принципиальное значение для процесса обращения волнового фронта. Во-первых, можно показать, что сам эффект имеет место не только в случае четырехволнового взаимодействия, а также и в случае ряда других нелинейных взаимодействий [13]. Во-вторых, надо иметь в виду взаимосвязь этого эффекта с *голографией* [13]. Качественно суть дела видна из рассмотренной выше схемы: любая пара волн, распространяющихся под углом друг к другу (k_1 и k_2 , k_2 и k_3), интерферируя, образует голографическую решетку, которая считывается третьей волной (k_1 и k_2 соответственно), образуя обращенную к волне k_3 волну k_4 . Это типичный пример *динамической голографии в реальном масштабе времени*, так как обращенная волна возбуждается практически мгновенно.

Эффект обращения волнового фронта нелинейной средой представляет собой не только общезначимый интерес; он очень важен для практики, позволяя компенсировать искажения, вносимые мощными квантовыми усилителями в метрику одномодового излучения от задающего генератора. Для этого необходимо на выходе усилителя осуществить отражение волнового фронта усиленной и искаженной волны и тем самым направить ее назад через усилитель. При этом каждый луч пройдет весь путь в обратном направлении и излучение, вернувшееся на вход усилителя, будет иметь ту же метрику, что и входящее в усилитель

4. Схема использования явления обращения волнового фронта для компенсации искажений излучения генератора в квантовом усилителе: 1 — генератор, 2 — усилители, 3 — нелинейное зеркало, 4 — светоделительная пластина, 5 — мишень



(рис. 4). При этом, конечно, надо иметь в виду, что компенсируются лишь фазовые, но не амплитудные искажения, обусловленные поглощением или усилением излучения при прохождении волны через усилитель (последние накапливаются).

В настоящее время практически в каждой мощной лазерной установке, имеющей усилительные каскады, используется эффект обращения волнового фронта для компенсации фазовых искажений. Это позволяет оптимально фокусировать мощное излучение, так как его расходимость существенно не отличается от дифракционной расходимости излучения одномодового задающего гене-

ратора. Оптимальная фокусировка очень важна при получении максимальной напряженности поля сфокусированного излучения.

6. Параметрические генераторы. Как хорошо известно, если в среде возникает люминесценция, то, используя достаточно добротный резонатор, можно осуществить обратную связь и создать, таким образом, генератор излучения заданной частоты. Использование *параметрической люминесценции* позволяет создать *параметрический генератор*. Основная ценность параметрического генератора — возможность изменять частоту генерации в широких пределах. Эта возможность обусловлена основной закономерностью взаимодействия связанных волн, обсуждавшейся выше, — выполнение закона сохранения энергии типа (7) возможно при любом соотношении между частотами взаимодействующих волн. В наиболее распространенном типе параметрического генератора в качестве нелинейной среды используется анизотропный кристалл. При изменении ориентации кристалла относительно оси резонатора условия синхронизма выполняются в нем для волн различных частот. Таким образом, изменяется частота генерируемого излучения. Различные модификации параметрических генераторов детально описаны в [4] и [7].

* * *

Из приведенного в этой главе рассмотрения связи волн в нелинейной среде видна универсальность этого процесса, одним из ярких проявлений которого служат высшие комбинационные частоты, возбуждаемые при ВКР. Надо отметить, что существует еще много различных процессов взаимодействия связанных волн, исследованных теоретически и экспериментально и используемых для изменения частоты излучения мощных твердотельных лазеров (процессы сложения и вычитания частот, двухфотонное излучение и прочее [15]).

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Параметрическая люминесценция.** Параметрическая люминесценция возникает в среде при взаимодействии интенсивной когерентной внешней световой волны с флуктуациями собственного поля среды. Благодаря связи волн энергия из интенсивной волны будет перекачиваться в волны других частот. Частоты возбуждаемых волн будут зависеть от угла наблюдения относительно волнового вектора возбуждающей волны и не будут связаны с собственными частотами среды. Это два наиболее важных отличия параметрической люминесценции [9] от обычной люминесценции.

2. **Возбуждение высших компонент при вынужденном комбинационном рассеянии.** Как было показано в лекции 10, при распространении интенсивной когерентной волны на частоте ω в любой среде возникает процесс вынужденного комбинационного рассеяния, в результате которого в среде образуется когерентная волна на частоте ν ($\nu < \omega$ для обычных сред; стоксова волна), распространяющаяся в направлении распространения возбуждающей волны. В результате связи этих волн через нелинейную восприимчивость среды возникают волны на частотах $\omega_i = \omega + K(\omega - \nu)$ и $\omega_j = \omega - K(\omega - \nu)$, где $K = 2, 3, \dots$. Это так называемые высшие антистоксовы ω_i и стоксовы ω_j компоненты ВКР. В соответствии с общими принципами связи волн в нелинейной среде высшие компоненты ω_i и ω_j распрост-

раняются под различными углами к направлению распространения возбуждающей волны на частоте ω и первой стоксовой компоненты на частоте ν .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Люисселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике: Пер. с англ./Под ред. Б. М. Буймистрова, В. П. Быкова, С. Н. Столярова.— М.: ИЛ, 1963.
2. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний.— М.: Наука, 1988.
3. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // ЖЭТФ.— 1962.— Т. 43.— С. 351.
4. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // УФН.— 1966.— Т. 88.— С. 439.
5. Суцук М. П., Фортус В. М., Фрейдман Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13.— С. 631.
6. Харрис С. Е. // ТИИЭР.— 1969.— Т. 59.— С. 5.
7. Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика.— М.: Радио и связь, 1982.— Гл. 5.
8. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света.— М.: Наука, 1981.
9. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика.— М.: Наука, 1980.
10. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом.— М.: Наука, 1967.— Гл. 6, 7.
11. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света.— М.: Наука, 1965.— § 34.
12. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. // УФН.— 1969.— Т. 98.— С. 441.
13. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта.— М.: Наука, 1985.
14. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика: Пер. с англ./Под ред. С. А. Ахманова.— М.: Мир, 1976.— Гл. 7.
15. Hanna D., Yuratich M., Cotter D. Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules.— Springer Verlag, 1979.

Лекция 14. НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ

Распространение слабой световой волны в линейной среде. Распространение сильной световой волны в нелинейной среде. Количественные характеристики процесса нелинейной рефракции. Самофокусировка импульсного излучения

Основные законы распространения света хорошо известны из курса оптики [1]. Это законы волновой линейной оптики, т. е. законы, определяющие распространение световых волн при малой интенсивности света. Из линейной оптики хорошо известно, что если в среде коэффициент преломления не постоянен, а, например, плавно изменяется, то прямолинейность распространения света нарушается, световые лучи изгибаются в направлении большего коэффициента преломления. Это так называемое *явление оптической рефракции* [1]¹).

Явление нелинейной рефракции в известной мере аналогично явлению оптической рефракции. Оно также состоит в изменении направления распространения света из-за неоднородности показателя преломления среды. Качественно различие оптической и нелинейной рефракции состоит в том, что если в первом случае неоднородность показателя преломления существует сама по се-

бе, независимо от процесса распространения света в среде, то во втором случае неоднородность показателя преломления создается в среде самой световой волной за счет нелинейной поляризации среды. Как уже обсуждалось в лекции 2, для возникновения нелинейной поляризации среды интенсивность падающего на нее света (напряженность поля волны) должна быть большой.

Именно такая ситуация, как правило, возникает при распространении пучка лазерного излучения в различных средах. Напряженность поля в пучке бывает достаточно велика для нелинейной поляризации среды, а распределение поля по сечению пучка всегда неоднородно, поле больше на оси пучка (лекция 1). Соответственно нелинейная поляризация, возникающая в среде под действием лазерного излучения, также неоднородна, неоднородным оказывается и коэффициент преломления среды в той области, где распространяется излучение. Соответственно направление лучей, распространяющихся на различном расстоянии от оси пучка, будет изменяться, причем различным образом для разных лучей, лучи будут распространяться в различном направлении. В принципе возникновение нелинейной поляризации может приводить как к увеличению, так и к уменьшению показателя преломления среды (например, при электронной нелинейной восприимчивости, лекция 9). Таким образом, среда под действием поля волны может приобретать свойства, аналогичные свойствам положительной (фокусирующей) или отрицательной (рассеивающей) линзы. Для большинства сред определяющими являются такие нелинейности (лекция 9), которые приводят к фокусировке лучей. Возникающий при этом эффект называется *эффектом самофокусировки лазерного излучения*.

Эффект самофокусировки имеет большое практическое значение при использовании излучения с высокой интенсивностью. Возникновение самофокусировки изменяет пространственное распределение излучения, локально повышает его интенсивность, создает благоприятные условия для оптического пробоя среды (лекции 16, 18) и ее деструкции (лекция 18).

Иногда, когда говорят о самофокусировке лазерного излучения, используют термин *самовоздействие излучения*. Действительно, на процесс нелинейной рефракции можно смотреть как на процесс самовоздействия: световая волна, распространяясь в среде, изменяет свойства среды (ее показатель преломления), что приводит к изменению самой волны (ее метрики), т. е. к эффекту самовоздействия.

Метод описания процесса нелинейной рефракции носит традиционный характер — рассматривается волна поляризации, возбуждаемая падающей волной в среде, и суммарный эффект, возникающий от взаимодействия этих двух волн при их распространении. Для того чтобы наиболее ясно была видна роль нелинейной поляризации, сначала рассмотрим случай распространения слабой волны в линейной среде, хотя хорошо известно, что в этом случае никакого самовоздействия не возникает.

1. Распространение слабой световой волны в линейной среде. Для упрощения математических выкладок обратимся к модельной задаче (рис. 1). Пусть слабая монохроматическая ($\Delta\omega = 0$) волна

$$E(z, t) = E_0 \exp(i\omega t - ikz). \quad (1)$$

с плоским фронтом падает из вакуума перпендикулярно к плоской поверхности прозрачной среды. Пусть среда — это разреженный атомный газ. Пренебрежем поглощением света в газе ввиду его малой плотности. Будем характеризовать среду линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}(\omega, \omega)$, которая является в отсутствие поглощения вещественной величиной. Наконец, используем приближение заданного поля падающей волны (лекция 11), что находится в согласии с пренебрежением процессом поглощения света.

По аналогии с тем, как это делалось выше, в лекциях 11 и 12, находим для поля E'' волны линейной поляризации в среде линейное неоднородное уравнение с известной правой частью:

$$\Delta E'' + k^2 E'' = -4\pi n k^2 \chi^{(1)} E_0 \exp(i\omega t - ikz), \quad (2)$$

где n — число атомов газа в единице объема, $k = \omega/c$ — волновое число, z — направление нормали к поверхности раздела вакуум — среда, $\chi^{(1)} = \chi^{(1)}(\omega; \omega)$ (см. аналогичное выражение (7) в лекции 11). Пусть граница вакуум — среда соответствует значению $z = 0$, $k \parallel z$, а $E \parallel x$, тогда и $E'' \parallel x$. Учитывая граничное условие $E''(z = 0) = 0$ и пренебрегая весьма малым значением напряженности поля отраженного света (опять ввиду малой плотности газа) по сравнению как с напряженностью поля падающей волны E , так и с напряженностью поля линейной поляризации среды, получаем решение уравнения (2) в виде, аналогичном решению (9) в лекции 11:

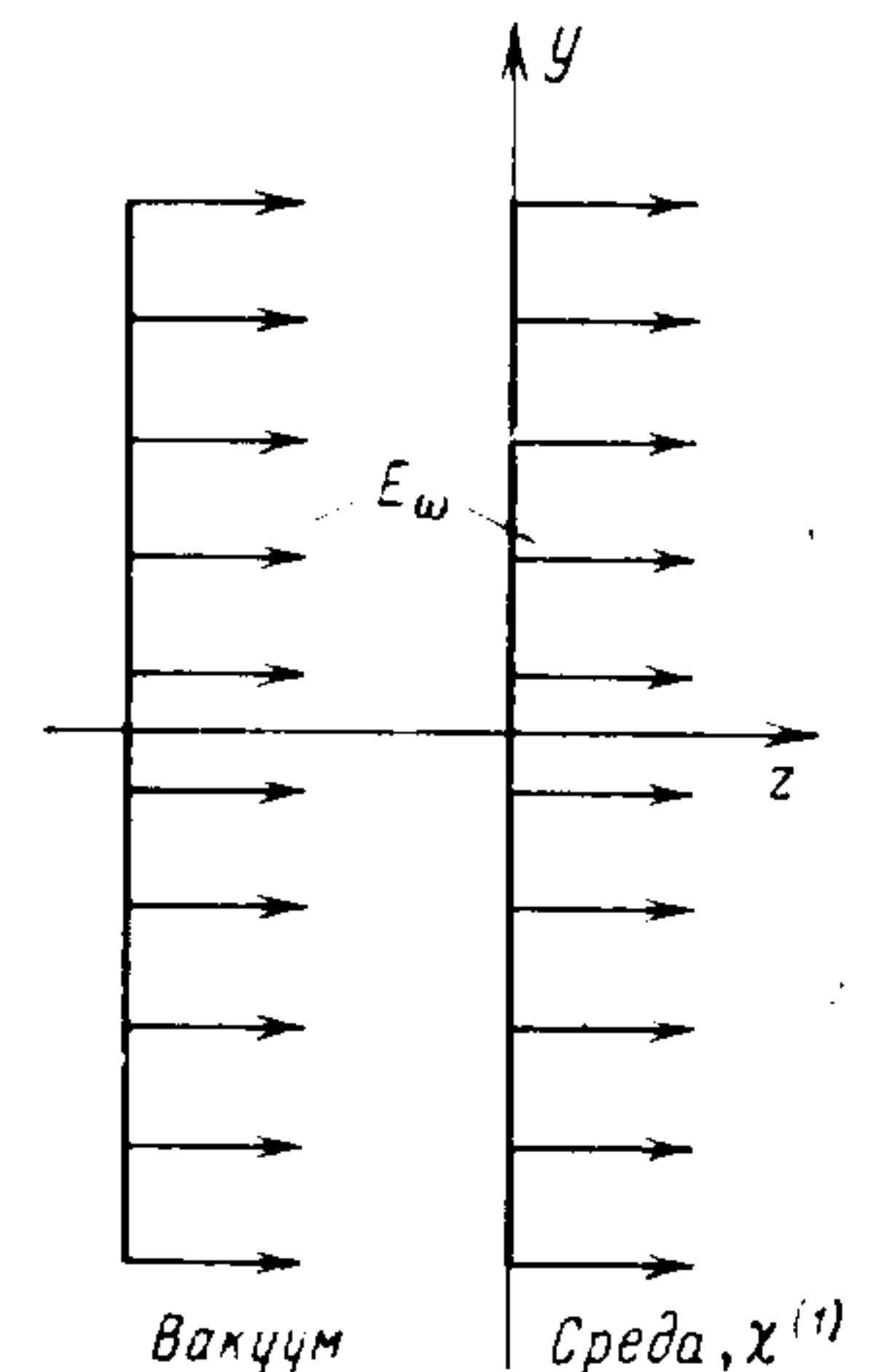
$$E'' = -2\pi n \chi^{(1)} k z E_0 \exp(i\omega t - ikz). \quad (3)$$

Полное поле в среде является суммой поля падающей волны (1) и возбужденного ею поля линейной поляризации (13):

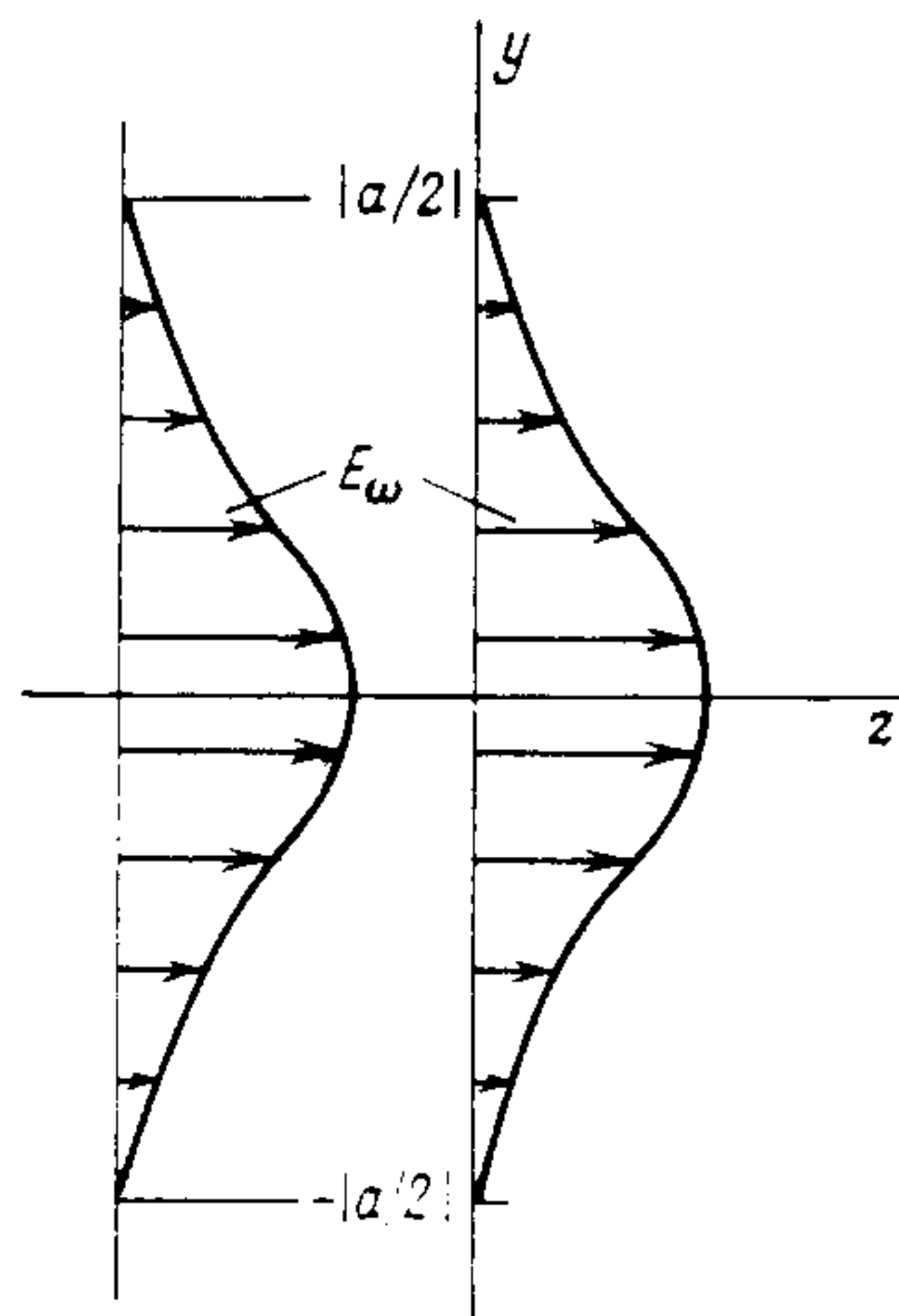
$$E_z = E + E'' = [1 - 2\pi n \chi^{(1)} k z] E_0 \exp(i\omega t - ikz) = E_0 \exp(i\omega t - ik_z z), \quad (4)$$

где

$$k_z = (1 + 2\pi n \chi^{(1)}) k = k + \Delta k. \quad (5)$$



1. Взаимодействие плоской неограниченной волны и среды с линейной поляризацией; приближение заданного поля E_0 .



2. Взаимодействие пространственно-ограниченной волны с неравномерным распределением поля по фронту и среды с линейной поляризацией; приближение заданного поля E_ω

Таким образом, суммарный результат взаимодействия слабой волны с линейной средой сводится к изменению волнового вектора при неизменном его направлении. Это утверждение эквивалентно хорошо известному положению линейной оптики — длина волны света зависит от показателя преломления n среды; она увеличивается при переходе волны из вакуума в любую среду, для которой $n > 1$.

Рассмотрим теперь более реальный случай, когда нормально к границе среды, рассмотренной выше, падает не пространственно неограниченная световая волна, а пространственно ограниченный пучок лазерного излучения с неравномерным распределением интенсивности излучения по фронту волны. Пусть в сечении, нормальном к оси пучка, напряженность поля E_ω падает от максимума на оси до нуля на периферии. Для упрощения заменим двумерное распределение одномерным (это хорошее приближение ввиду аксиальной симметрии реальных пучков) и вместо (1) положим

$$E(x, y, z; t) = E_\omega (1 - y/a) \exp(i\omega t - ikz), \quad (6)$$

где a — поперечный размер светового пучка (рис. 2).

Если теперь, используя (6) вместо (1), провести выкладки, аналогичные приведенным выше (эти выкладки приведены в книге [2]), то легко убедиться, что результат не изменится по сравнению с (4) и (5); появляется лишь числовой множитель $(1 - y/a)$:

$$E_z = E_\omega (1 - y/a) \exp(i\omega t - ik_z z), \quad (7)$$

где

$$k_z = (1 + 2\pi n \chi^{(1)}) k. \quad (8)$$

Таким образом, при распространении пространственно ограниченного светового пучка с неравномерным распределением интенсивности излучения по фронту волны в линейной среде направление волнового вектора остается неизменным, изменяется лишь его абсолютное значение. Этот вывод представляется достаточно очевидным, если исходить из линейного характера взаимодействия падающего излучения с веществом, по сути дела означающего отсутствие зависимости результата взаимодействия от интенсивности излучения. Этот вывод отражает хорошо известные экспериментальные данные о распространении пучков лазерного излучения в прозрачных средах при небольшой интен-

сивности излучения. В качестве общеизвестного примера можно привести всем хорошо известный случай распространения пучка излучения газового гелий-неонового лазера в воздухе.

2. Распространение сильной световой волны в нелинейной среде. Рассмотрим ту же модельную задачу, что и в предыдущем пункте, с той же исходной неоднородностью поля падающей волны (6). Единственное отличие будет состоять в том, что световая волна будет предполагаться *сильной*. Это означает, что напряженность поля волны будет предполагаться столь большой, что нельзя ограничиться учетом лишь первого, линейного члена разложения поляризации по степеням поля, характеризуемого линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. Будем учитывать также и высшие члены разложения (лекция 2). Так как по-прежнему в качестве среды будет рассматриваться разреженный атомарный газ, то первый высший член разложения поляризации по степеням поля есть кубичный член $P^{(3)} = \chi^{(3)} E_\omega^3$. В качестве кубичной нелинейной восприимчивости будем рассматривать величину $\chi^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$, т. е. будем предполагать, что поляризация возникает на частоте ω падающей волны. Для дальнейшего упрощения математических выкладок положим, что линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$ можно пренебречь. Такое предположение представляется вполне реалистичным, если вспомнить резкий, резонансный характер зависимости индуцированной поляризации от частоты излучения (лекция 2). Всегда можно выбрать такую частоту, когда линейная поляризация мала или просто равна нулю.

Если теперь опять повторить выкладки, аналогичные тем, которые были сделаны в предыдущем пункте, то получим следующее выражение для напряженности поля суммарной волны (в данном случае падающей волны и волны нелинейной поляризации) в среде (эти выкладки приведены в [3]):

$$E_z = E_\omega (1 - y/a) \exp(i\omega t - ikz) \times [1 - 2\pi i k z n \chi^{(3)} E_\omega^2 (1 - y/a)^2 - 3(z/a)^2 \pi n \chi^{(3)} E_\omega^2]. \quad (9)$$

Отметим, что выражение (9) не является точным, оно получено при пренебрежении высшими производными $\partial^2/\partial z^2$. Это так называемое *приближение укороченных уравнений Максвелла*. Критерии применимости укороченных уравнений Максвелла при решении данной задачи рассмотрены в [3].

Выражение (9), пренебрегая малыми величинами порядка $(y/a)^2$, сводим [3] к следующему выражению:

$$E_z = E_\omega \exp(-ik_z z - ik_y y) [1 - (y/a) - 3(z/a)^2 \pi n \chi^{(3)} E_\omega^2]. \quad (10)$$

Из (10) видно, что в данном случае, когда поляризация носит нелинейный характер, волновой вектор, характеризующий волну в среде, кроме компоненты $k_z \parallel k$, где волновое число k_z дается выражением

$$k_z = [1 + 4\pi n \chi^{(3)} E_\omega^2]^{1/2} k, \quad (11)$$

имеет также и компоненту $k_y \perp k$, где волновое число

$$k_y = -4\pi(z/a)n\chi^{(3)}E_\omega^2k. \quad (12)$$

Отличие k_z от k , как и в случае слабой волны, означает, что длина волны света зависит от показателя преломления среды, в которой он распространяется (сопоставьте формулы (11) и (5)). Появление $k_y \neq 0$ означает, что распределение поля суммарной волны E_z отлично от распределения поля падающей волны (6). Появление $k_y \neq 0$ означает, что направление распространения суммарной волны E_z в среде отличается от направления распространения падающей волны E , для которой $k \parallel z$, т. е. $k_y = 0$. Так как $k_y \propto E_\omega^2$, а $E_\omega = f(y)$, то одновременно с изменением направления распределения волны в среде изменяется и распределение интенсивности излучения по фронту волны.

Выше была рассмотрена двумерная геометрия системы волна — среда, наиболее точно соответствующая реальному (аксиальному) распределению поля в пучке лазерного излучения. Сделанные выводы остаются в силе и для трехмерного случая.

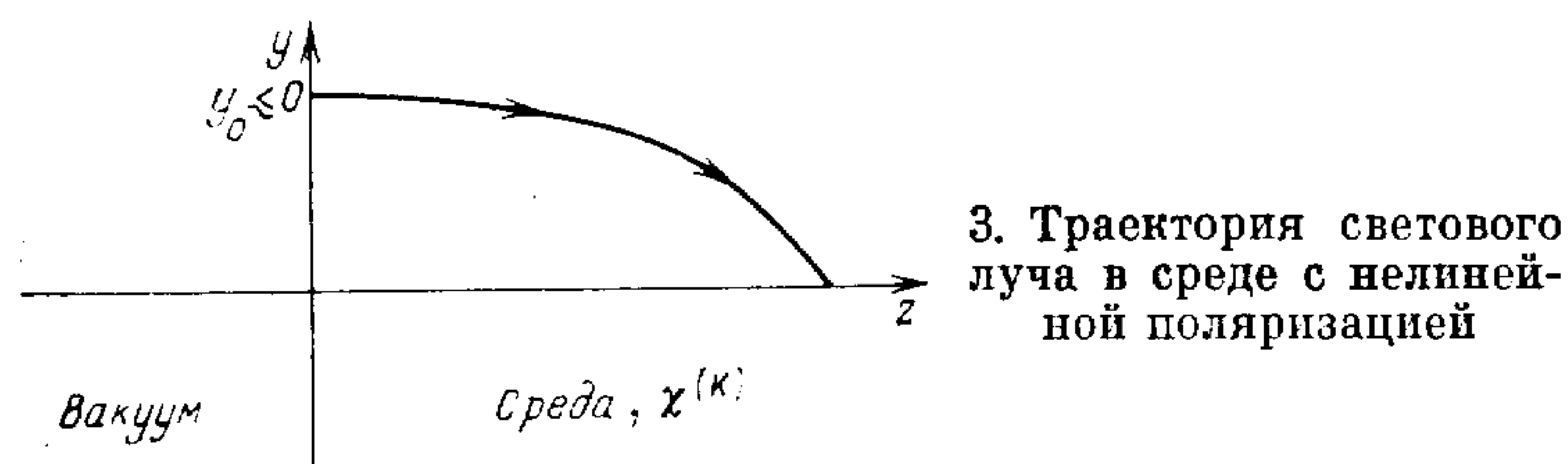
Очевидно, что в проведенных выше выкладках качественно ничего не изменится при любом конкретном виде нелинейной поляризации $\chi^{(K)}$ среды.

Таким образом, основное заключение состоит в том, что возникновение нелинейной поляризации среды под действием сильной монохроматической волны приводит к тому, что как распределение поля по фронту волны, так и направление распространения света изменяются при распространении волны в среде.

3. Количественные характеристики процесса нелинейной рефракции. Обратимся к уравнениям (10) — (12). Из (12) видно, что $k_y \propto z$, т. е. по мере распространения падающей волны в среде изменяется ее направление распространения. На языке геометрической оптики направление распространения можно характеризовать углом преломления (углом наклона луча к оси), который называется углом самофокусировки:

$$\alpha = k_y/k_z \propto z. \quad (13)$$

Так как по мере распространения волны в среде (по мере увеличения координаты z) увеличивается k_y , то увеличивается и α .



Из (11) и (12) легко установить, что уравнение траектории светового луча имеет вид $y \propto z^2$, т. е. траектория луча представля-

ет собой параболу:

$$y_0 - y = 2\pi(z^2/a)n\chi^{(3)}E_\omega^2, \quad (14)$$

где y_0 — координата входа луча из вакуума в среду ($y_0 \leq a$, где a — поперечный размер пучка, рис. 3).

Из формул (11) — (13) видно, что знак угла α определяется знаком нелинейной поляризуемости $\chi^{(3)}$. Если $\chi^{(3)} > 0$, то лучи преломляются к оси пучка — возникает *самофокусировка лазерного излучения*; если $\chi^{(3)} < 0$ — возникает *дефокусировка излучения*.

Рассмотрим случай самофокусировки. Найдем, исходя из соотношения (14), величину $z = d$, для которой $y = 0$,

$$d = (ay_0)^{1/2} (2\pi n\chi^{(3)})^{-1/2} E_\omega^{-1}, \quad (15)$$

и при $y_0 = a$ — величину

$$d_{\max} = a (2\pi n\chi^{(3)})^{-1/2} E_\omega^{-1}. \quad (16)$$

Величина d представляет собой то расстояние в среде в направлении оси z , на котором световой луч, входящий в среду, на расстоянии y_0 от оси пересечет ось z .

Величина d называется *длиной самофокусировки*. Из соотношения (15) видно, что длина самофокусировки обратно пропорциональна плотности среды n , нелинейной поляризуемости $\chi^{(K)}$ и напряженности поля в падающей волне E_ω . Чем больше любая из этих величин, тем меньше длина самофокусировки, т. е. тем быстрее фокусируется лазерное излучение после входа в среду.

Из соотношения (15) видно, что $d \propto y_0^{1/2}$, т. е. имеет место *абберация при фокусировке светового пучка*.

До сих пор молчаливо предполагалось, что фронт падающей волны плоский, т. е. расходимость излучения равна нулю. Если теперь принять во внимание, что лазерное излучение всегда имеет конечную расходимость, то можно получить соотношение для той напряженности поля волны, при которой будет возникать самофокусировка. Очевидно, для возникновения самофокусировки необходимо, чтобы угол самофокусировки α превышал угол расходимости падающего излучения. Если положить угол расходимости равным $\alpha_{\text{расх}} \approx \lambda/a \approx (ka)^{-1}$, а угол самофокусировки взять из соотношения (13), то условие $\alpha = \alpha_{\text{расх}}$ достигается при так называемой *критической напряженности поля*:

$$E_{\text{кр} \omega} \approx 2(a/y_0)^{1/2} (ka)^{-1} (n\chi^{(3)})^{-1/2}. \quad (17)$$

При $y_0 = a$, т. е. для всего пучка в целом, для $E_{\text{кр} \omega}$ из (17) получается выражение

$$(E_{\text{кр} \omega})_{\min} \approx 2(ka)^{-1} (n\chi^{(3)})^{-1/2}. \quad (18)$$

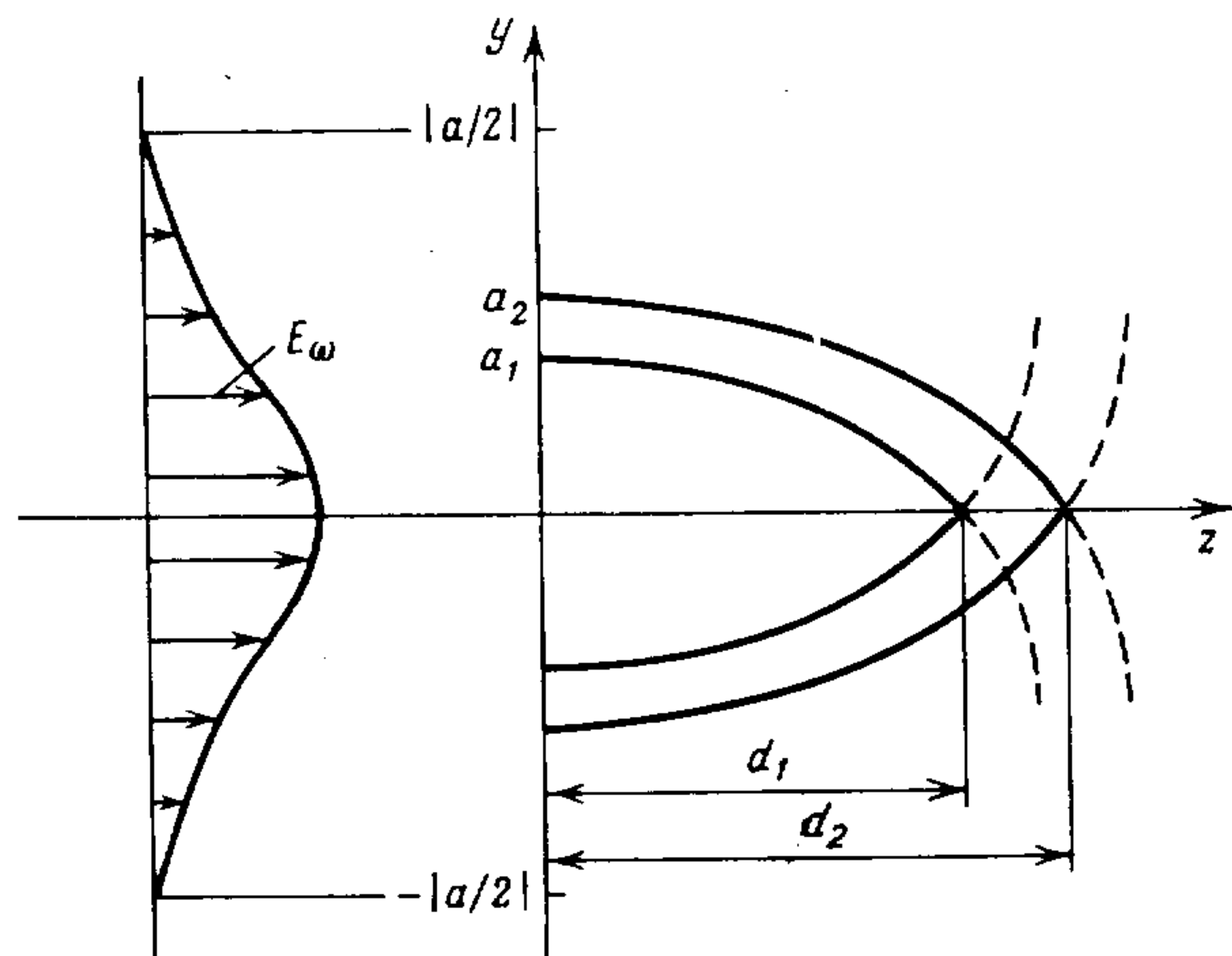
Из выражения (18) для *критической мощности излучения* получаем²⁾ соотношение (для $y_0 = a$)

$$(P_{\text{кр}})_{\min} \approx c\lambda^2/(n\chi^{(3)}). \quad (19)$$

Из (19) следует очевидный вывод — чем больше n и $\chi^{(3)}$, тем меньше критическая мощность.

При мощности лазерного излучения, гораздо меньшей критической, когда $P \ll (P_{кр})_{min}$, самофокусировкой можно пренебречь, излучение распространяется в среде с исходной расходимостью; при $P = (P_{кр})_{min}$ самофокусировка как раз компенсирует расходимость (иногда этот случай называют *режимом волноводного распространения лазерного излучения*); при $P \gg P_{кр}^{(кр)}$ возникает самофокусировка.

Из (19) видно, что $(P_{кр})_{min}$ не зависит от радиуса пучка. С другой стороны, выше было выяснено, что $d \propto y^{1/2}$, т. е. имеет место абберация при самофокусировке. Поэтому в том случае, когда полная мощность пучка $P \gg (P_{кр})_{min}$, возникает многофокусная структура распространения поля в среде [4]. Первый фокус возникает от приосевой области пучка, радиус которой определяется из того условия, что мощность излучения в этой области равна критической мощности, $P(a_1) \geq P_{кр}$. Вне этой приосевой области пучок разбивается на ряд кольцевых зон, мощность в каждой из которых $P(a_i) \geq P_{кр}$ и каждая из которых приводит



4. Самофокусировка излучения, содержащегося в отдельных кольцевых зонах аксиально симметричного пучка в нелинейной среде

к возникновению своего фокуса (рис. 4). Так как длина самофокусировки $d \propto (y_i)^{1/2}$, то для каждой последующей кольцевой зоны, имеющей большее y_i , чем в предыдущей, длина самофокусировки больше. Многофокусная структура при самофокусировке наблюдается экспериментально [4].

Возникает естественный вопрос: каков размер отдельного фокуса? В рамках проведенного рассмотрения ответ на этот вопрос аналитически получить трудно, принимая во внимание расходимость падающего излучения, распределение интенсивности

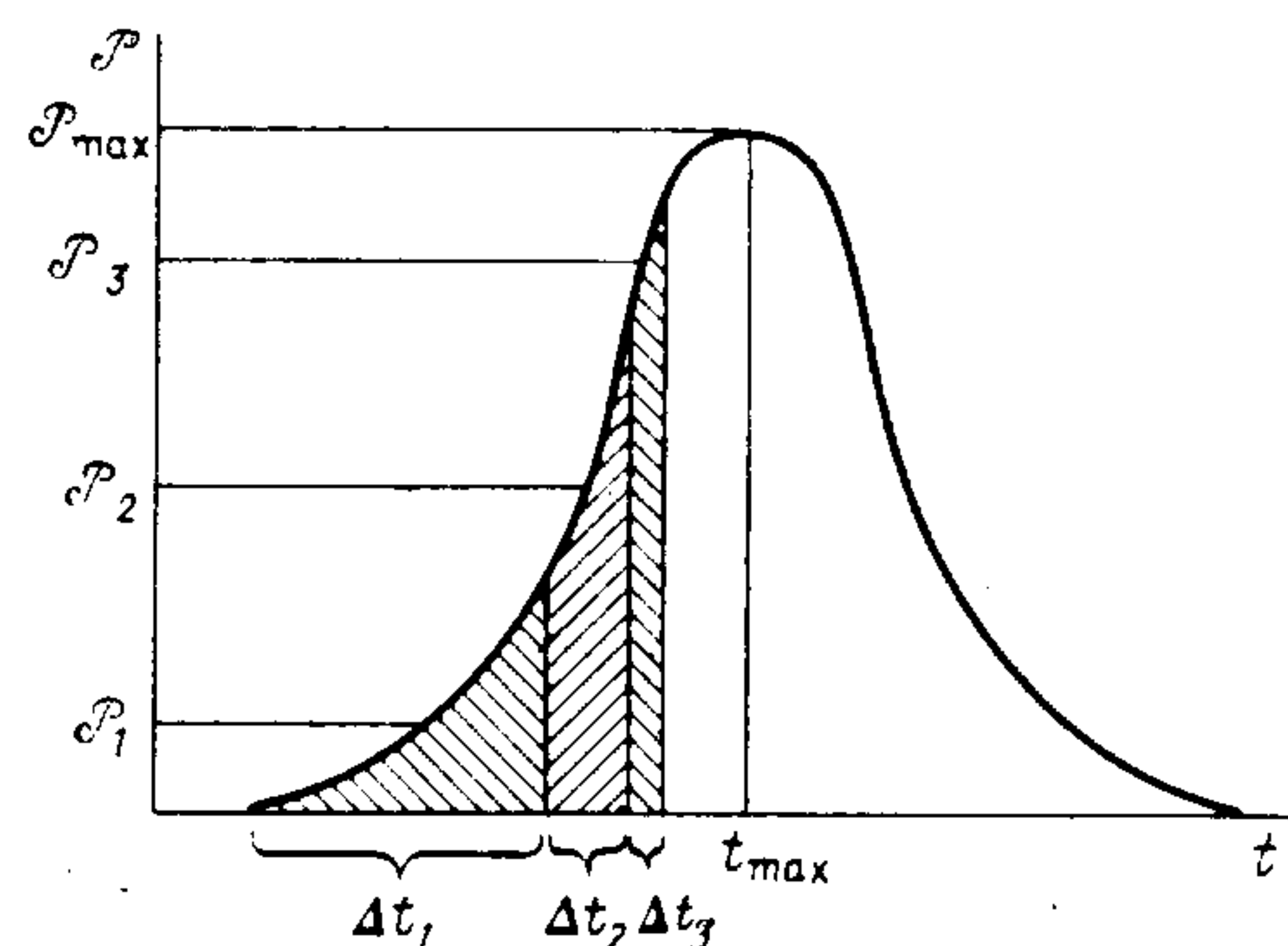
по фронту волны, абберации и соотношение мощности излучения P и $P_{кр}$. Однако наиболее важно, что даже если численно учесть все эти факторы, то полученный результат будет плохо отражать истинный размер фокуса. Дело в том, что для того чтобы дать ответ на этот вопрос в случае реального излучения и реальной среды, необходимо дополнительно учесть нелинейное поглощение излучения средой. Речь идет о многофотонном поглощении (лекция 4), многофотонной ионизации (лекция 5) и оптическом пробое (лекции 16, 18) среды. Нелинейное поглощение в любом случае приводит к качественному изменению исходных нелинейных свойств среды или к потере прозрачности. Поэтому размер фокуса практически сводится к размеру области, в которой возникает нелинейное поглощение. Этот размер определяется мощностью и частотой исходного излучения и свойствами среды [4].

Длина самофокусировки и критическая мощность — основные характеристики процесса самофокусировки, сопоставляемые с экспериментальными данными. Хотя выше для этих величин были приведены достаточно простые аналитические выражения, однако получить количественные оценки не просто, хотя бы из-за необходимости использования конкретного значения нелинейной восприимчивости $\chi^{(K)}$, которая играет определяющую роль. В качестве примера можно привести данные для сильно нелинейных жидкостей, для которых длина самофокусировки порядка нескольких сантиметров, а критическая мощность порядка 10^6 Вт.

Выше рассмотрение нелинейной рефракции проводилось на примере самофокусировки. Аналогичное рассмотрение можно провести и для дефокусировки, которая возникает при $\chi^{(K)} < 0$. Напомним, что знак нелинейной восприимчивости существенно зависит от природы явления (лекции 2 и 9). Так, например, при электронной поляризуемости знак зависит от частоты излучения, при электрострикции — от конкретного типа прозрачного диэлектрика, при нагреве газа за счет поглощения излучения индуцируемая поляризуемость всегда меньше нуля (лекция 9).

4. Самофокусировка импульсного излучения. Все проведенное выше рассмотрение относилось к стационарному случаю, т. е. к распространению в среде непрерывного лазерного излучения. Если где-нибудь в выражениях и фигурировало время t , то в неявном виде. Однако на практике нелинейная рефракция и, конкретно, самофокусировка играют особую важную роль при большой интенсивности излучения, реализуемой при импульсном режиме генерации лазера. Распределение интенсивности во времени при этом носит колоколообразный характер (например, гауссово распределение). Если полная мощность в импульсе излучения $P_z \gg P_{кр}$, то возникает эффект, качественно аналогичный случаю колоколообразного пространственного распределения, обсуждавшемуся выше. По мере изменения времени (по мере входа в нелинейную среду различной части импульса излучения)

последовательно фокусируется свет, заключающийся в различных интервалах времени Δt (рис. 5). Так как этим интервалам соответствуют сначала возрастающие (до максимума импульса), а потом убывающие средние (за интервал) напряженность поля



5. Распределение во времени мощности импульсного лазерного излучения. Указаны отдельные области распределения, последовательно самофокусирующиеся в различных точках среды (явление движущихся фокусов)

E и мощность P излучения, то в соответствии с (15) длина самофокусировки сначала, на фронте импульса, убывает, а после максимума импульса, на спаде, возрастает. Это так называемое явление *движущихся фокусов*, предсказанное расчетами и обнаруженное экспериментально [4]. Именно движущиеся фокусы дают ту картину самофокусировки, интегральную за импульс лазерного излучения, которая наблюдается при фотографировании среды в направлении оси x (или y). Это так называемые нити или каналы в жидкостях или нитевидные следы деструкции в стеклах и кристаллах. Длина наблюдаемых нитей и следов хорошо согласуется с изменением длины самофокусировки при импульсном облучении различных сред. Диаметр этих нитей и следов определяется размерами области, в которой возникает нелинейное поглощение излучения. Та качественная картина движения фокусов, которая была нарисована выше, наблюдалась экспериментально путем фотографирования среды сбоку (в направлении осей x, y) с очень высоким временным разрешением [4].

* * *

Выше ничего не говорилось о конкретном виде нелинейности, приводящей к нелинейной рефракции. Вопросу о конкретных нелинейностях, характеризующих различные среды, посвящена лекция 9. Здесь лишь отметим, что самофокусировка импульсного излучения может, очевидно, быть обусловлена лишь нелинейностью такого типа, постоянная времени возникновения которой τ_n гораздо меньше длительности лазерного импульса τ_L . Это *электронный эффект Керра* ($\tau_n \sim 10^{-15}$ с) (лекция 9) в случае пикосекундных импульсов и *ориентационный эффект Керра* ($\tau_n \sim 10^{-10} - 10^{-12}$ с) (лекция 9) в случае наносекундных импульсов.

Электрострикция имеет слишком большую постоянную времени, для того чтобы быть причиной самофокусировки излучения с длительностью импульса $\tau_L \lesssim 10^{-8}$ с (лекция 9). Могут играть роль и иные конкретные механизмы, обуславливающие нелинейность среды [3].

Не был рассмотрен также и вопрос об устойчивости процесса самофокусировки. Дело заключается в том, что на практике как фронт волны, так и распределение интенсивности излучения по фронту волны не являются гладкими (как предполагалось всюду выше). Наиболее очевидным примером негладких распределений является лазерное излучение, представляющее собой поперечную моду высшего порядка или совокупность ряда поперечных мод высшего порядка. Соответственно надо учитывать наличие малых неоднородностей в поле волны в поперечном направлении. Такие неоднородности могут из-за нелинейности среды нелинейно возрастать при движении волны через среду. Это приводит к появлению неустойчивости при развитии процесса самофокусировки [5]. Неустойчивость проявляется в том, что самофокусировка всего пучка в целом не возникает, а самофокусируется излучение, локализованное в отдельных пространственных областях фронта пучка. Это так называемая *мелкомасштабная самофокусировка*.

Какова же роль нелинейной рефракции, в том числе самофокусировки, в процессе распространения лазерного излучения в прозрачных средах? Эти процессы очевидным образом затрудняют проведение экспериментов и интерпретацию экспериментальных данных, так как нелинейная рефракция изменяет метрику пучка лазерного излучения, а возникновение самофокусировки увеличивает напряженность поля, приводя к резкому изменению свойств среды и ее деструкции. Редкое исключение составляют те случаи, когда самофокусировка используется как метод увеличения поля волны. Такая возможность в ряде случаев может быть полезна, например при взаимодействии лазерного излучения с плазмой [6].

Необходимо еще отметить, что нелинейная рефракция очевидным образом не является прерогативой взаимодействия со средой лазерного излучения. В принципе нелинейная рефракция может возникать для волн любой частоты при их распространении в среде. Дело только в мощности распространяющейся волны и в возникновении в среде нелинейного отклика на волну данной частоты. В качестве конкретного примера можно привести эффект самовоздействия мощной ультразвуковой волны ($\omega \sim 1$ МГц) в бензоле. Нелинейность жидкости возникает при этом из-за ее нагрева звуковой волной. Таким образом, в данном случае имеет место *тепловая самофокусировка ультразвука* [7].

Надо обратить также внимание на очевидное, но принципиальное заключение, следующее из факта возникновения нелинейной рефракции, — этот факт указывает на нарушение одного

из основных законов линейной оптики, закона прямолинейного распространения света. Как уже говорилось выше, этот закон не справедлив в рамках нелинейной оптики.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Оптическая рефракция.** Оптическая рефракция является детально изученным и хорошо известным эффектом. Классический пример — распространение света (например, от восходящего или заходящего Солнца) над поверхностью моря. Коэффициент преломления воздуха над поверхностью моря плавно изменяется с высотой, что приводит к искажению формы солнечного диска.

В среде с непрерывным изменением показателя преломления ($\text{grad } n \neq 0$) уравнение, описывающее световой луч, имеет вид

$$\rho = (1/n) e \text{ grad } n,$$

где e — единичный вектор нормали к лучу, а ρ — кривизна луча. Из этого уравнения видно, что в изотропной среде ($\text{grad } n = 0$) кривизна луча $\rho = 0$, т. е. луч распространяется прямолинейно; в анизотропной среде, если вектор e не перпендикулярен $\text{grad } n$, то $\rho \neq 0$, луч искривляется в направлении к большему n .

2. **О связи критической мощности и напряженности поля излучения.** Мощность излучения $\mathcal{P}$ (т. е. полный поток энергии через поперечное сечение пучка в единицу времени) получается из напряженности поля E_0 путем умножения энергии излучения в единице объема ($\propto E_0^2$) на скорость света c и на площадь поперечного сечения пучка. В данном случае за E_0 принимается $E_{0\text{кр}}$, а радиус поперечного сечения пучка полагается равным $y_0 = a$.

3. **Движущиеся фокусы.** Результаты первых опытов, в которых наблюдались нити и следы длиной несколько сантиметров и диаметром несколько десятков микрометров, при самофокусировке импульсного лазерного излучения с диаметром пучка порядка 1 см в нелинейных жидкостях неправильно интерпретировались как установление волноводного режима распространения лазерного излучения с указанными выше размерами волновода. Возможность реализации волновода столь малого диаметра представляла собой очевидный интерес, в том числе и для практики. Обнаружение явления движущихся фокусов позволило правильно интерпретировать наблюдаемые нити и следы. Таким образом, предположение о реализации волноводного режима при диаметре волновода гораздо меньшем, чем диаметр пучка излучения, оказалось несостоятельным. Волноводный режим реализуется при диаметре волновода, примерно равном диаметру пучка лазерного излучения на входе в нелинейную среду при выполнении условия $\alpha_{\text{самоф}} = \alpha_{\text{расх}}$ при $P = (P_{\text{кр}})_{\text{min}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
2. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. — М.: Наука, 1986. — § 1.5.
3. См. [2], § 3.5.
4. Луговой В. Н., Прохоров А. М. // УФН. — 1973. — Т. 111. — С. 203.
5. Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. // Нелинейная оптика. — Новосибирск: Наука, 1968. — С. 428.
6. Хора Х. Физика лазерной плазмы: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Склизкова. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — Гл. 12.
7. Бункин Ф. В., Кравцов Ю. А., Ляхов Г. А. // УФН. — 1986. — Т. 149. — С. 391.

Лекция 15. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Когерентный ансамбль атомов. Сверхизлучение. Самоиндуцированная прозрачность.

В предыдущих лекциях либо явно, либо неявно предполагалось, что взаимодействие лазерного излучения со средой носит стационарный характер. Если в отдельных случаях и принимался во внимание импульсный характер лазерного излучения, то это делалось на уровне перехода от вероятности в единицу времени к полной вероятности того или иного процесса. При этом вероятность в единицу времени вычислялась (или постулировалась) в предположении о стационарном характере взаимодействия. На микроскопическом уровне описания стационарное взаимодействие по сути дела означает, что длительность действия лазерного излучения τ_L гораздо больше и времени отклика среды $\tau_{\text{откл}}$ и времени релаксации среды $\tau_{\text{рел}}$. Время отклика определяется такими процессами, как индуцированная поляризация среды, возбуждение атомов и молекул, ориентация полярных молекул, а время релаксации — спонтанным распадом возбужденных состояний, столкновительной деориентацией полярных молекул и т. д.

Между тем, если сопоставить известные данные о длительности импульсов лазерного излучения τ_L и о характерных временах отклика $\tau_{\text{откл}}$ и релаксации $\tau_{\text{рел}}$ различных сред (лекции 2, 6, 9), то ясно, что возможно и нестационарное взаимодействие, когда $\tau_L \ll \tau_{\text{откл}}, \tau_{\text{рел}}$. В качестве примера можно напомнить, что импульсное лазерное излучение может быть реализовано и в пико- и в фемтосекундном диапазонах, а типичное естественное время жизни возбужденных атомов и молекул лежит в наносекундном диапазоне.

Достаточно очевидно, что реализация условия $\tau_L \ll \tau_{\text{откл}}, \tau_{\text{рел}}$ открывает широкие возможности для экспериментального исследования элементарных процессов, обуславливающих отклик и релаксацию в различных средах, для измерения соответствующих характерных времен, вероятностей и т. д. Однако не только к этому кругу вопросов сводится нестационарное взаимодействие. Наибольший интерес представляют различные нестационарные эффекты, не имеющие аналога при стационарном взаимодействии. Именно этим нестационарным эффектам — *сверхизлучению, самоиндуцированной прозрачности* и другим [1—4] — посвящена данная лекция.

Нестационарные эффекты ниже будут рассмотрены в рамках наиболее простой, но и наиболее важной модели резонансного взаимодействия монохроматического излучения со средой из двухуровневых атомов. Различные аспекты взаимодействия излучения с изолированным двухуровневым атомом были рассмотрены выше, в лекциях 2, 4, 6. С точки зрения нестационарных эффектов наиболее важный результат рассмотрения, проведенного в этих лекциях, заключается в выявлении зависимости характе-

ра процесса резонансного взаимодействия от напряженности поля излучения. При малой напряженности поглощение фотонов внешнего поля приводит к переходу двухуровневой системы из основного в возбужденное состояние с последующей спонтанной релаксацией из возбужденного состояния в основное (лекция 4). При большой напряженности (лекция 6) возникает эффект насыщения — двухуровневая система осциллирует между основным и возбужденным состоянием с частотой Раби Ω в среднем за время $t \gg 1/\Omega$ находясь в том или ином состоянии с полной вероятностью 1/2.

1. Когерентный ансамбль атомов. В этой лекции, посвященной нестационарным эффектам, объектом является не изолированный двухуровневый атом, а ансамбль двухуровневых атомов как модель резонансной среды. Такая постановка задачи существенно отличается от задачи взаимодействия излучения с одним атомом.

Первое отличие состоит в необходимости учета фаз волновых функций, описывающих атомы в ансамбле. Второе отличие состоит в необходимости учета взаимодействия между атомами через поле их излучения. Третье отличие состоит в появлении характерных времен, специфических для ансамбля атомов как макроскопического объекта, например времени между последовательными столкновениями атомов, обусловленного конечной температурой ансамбля. Наконец, четвертое отличие состоит в необходимости учета степени когерентности излучения, воздействующего на ансамбль.

Рассмотрим подробнее эти отличия на модельном примере, предполагая, что длительность импульса излучения гораздо меньше всех характерных времен, а интенсивность излучения мала, так что насыщение не возникает. Обратимся к двум предельным случаям, к полностью когерентному излучению (например, излучению одночастотного лазера) и некогерентному излучению (например, излучению одной спектральной линии газоразрядной лампы).

Если излучение некогерентно, то результат взаимодействия с ансамблем представляет собой простую сумму взаимодействий отдельных фотонов с отдельными атомами; возбужденные атомы описываются волновыми функциями, имеющими различные фазы. Такой ансамбль называется *некогерентным ансамблем*. Если излучение когерентно, то фазы волновых функций всех возбужденных атомов будут одинаковы. Такой ансамбль называется *когерентным ансамблем*.

Когерентный ансамбль характеризуется макроскопическим дипольным моментом, представляющим собой сумму дипольных моментов всех двухуровневых атомов:

$$\langle d \rangle = \sum_i \langle \psi_i | d_i | \psi_i \rangle = d_m \sum_i \cos(\omega_0 t + \varphi_i) = Nd_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (1)$$

где N — число атомов в ансамбле, d_m — амплитуда дипольного момента, а φ — его фаза. Замена суммирования по фазам φ_i на

единую фазу φ , общую для всех атомов, есть следствие когерентности ансамбля. Для некогерентного ансамбля такую замену сделать нельзя, надо суммировать все i дипольных моментов с различными фазами, которые полностью определяют результат суммирования. Так, например, если рассмотреть два атома, 1 и 2, то при $\varphi_1 = \varphi_2$ дипольный момент двух атомов равен $2d_m$, а при $|\varphi_1 - \varphi_2| = \pi$ дипольный момент равен нулю.

Таким образом, появляется качественно новое понятие — *когерентное вещество*¹⁾. По аналогии с понятием *когерентного излучения* (лекция 1) понятие «когерентное вещество» означает, что все микроскопические элементы, из которых состоит макроскопическое вещество, находятся в строго одном и том же состоянии, в том числе характеризуются волновыми функциями с одной фиксированной фазой.

Когерентные свойства вещества, обусловленные его микроскопической структурой, проявляются в виде его макроскопических свойств. Это ясно видно на примере рассмотренной выше модели, если обратиться к стадии релаксации ансамбля атомов. Релаксация некогерентного ансамбля представляет собой некогерентный процесс, каждый атом релаксирует из возбужденного состояния в основное состояние сам по себе, и хотя волновые функции всех атомов изменяются по единому закону, с одной постоянной времени $\tau_{\text{рел}}$, но фазы у всех волновых функций различны. Поэтому спонтанное излучение некогерентного ансамбля носит некогерентный характер, это простая сумма излучения отдельных атомов, каждый из которых излучает в свой момент времени. Напомним, что время релаксации возбужденного атома $\tau_{\text{рел}}$ (иначе говоря, время жизни атома в возбужденном состоянии) есть время, за которое вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии уменьшается в e раз.

Между тем, легко можно себе представить, что когерентный ансамбль может релаксировать, испуская когерентное излучение, так как волновые функции всех атомов в ансамбле находятся в фазе. При этом релаксация когерентного ансамбля представляет собой макроскопический процесс, описываемый эволюцией волновой функции, характеризующей ансамбль в целом. В рассмотренной выше модельной задаче макроскопическая поляризация когерентного ансамбля, обусловленная резонансным возбуждением N атомов, сразу после импульса возбуждения равна $P = Nd_m$, где d_m — дипольный момент двухуровневого атома, возбужденного в состояние m .

Еще одно отличие когерентного ансамбля от некогерентного состоит в том, что его когерентное состояние может уменьшиться за время гораздо меньшее, чем время спонтанной релаксации заселенности возбужденных состояний. Это может произойти из-за изменения фаз волновых функций отдельных атомов. В качестве конкретного примера процесса, разрушающего когерентный ансамбль, можно привести процесс столкновений возбужденных атомов, составляющих атомный газ, друг с другом. Столкновения

очевидным образом могут изменять состояния сталкивающихся атомов (т. е. фазы соответствующих волновых функций), не влияя на заселенность возбужденных состояний. Таким образом, релаксация макроскопической поляризации когерентного ансамбля описывается выражением

$$P = Nd_m \exp(-t/\tau_{\text{рел}}) \exp(-t/\tau_n), \quad (2)$$

в котором τ_n — характерное время процесса, дефазировочного волновые функции. (Часто для $\tau_{\text{рел}}$ и τ_n используются термины *время продольной и поперечной релаксации*.)

Именно возможность образования когерентного ансамбля возбужденных атомов и его когерентной релаксации в основное состояние лежит в основе тех новых нестационарных эффектов, которые рассматриваются в этой лекции, — *сверхизлучения, самоиндуцированной прозрачности, фотонного эха* и др.

Строгое математическое описание этих эффектов требует использования формализма матрицы плотности²⁾. Наглядность этого строгого описания достигается путем использования так называемых *оптических уравнений Блоха* [1—4]³⁾ и *приближения вращающейся волны* [1]⁴⁾. В данной лекции не ставится цель дать строгое описание нестационарных эффектов; целью является лишь феноменологическое, качественное их описание. Интересующиеся строгим описанием могут обратиться к монографиям [1—4].

Наконец, надо обратить внимание, что двухуровневый атом, как квантовая система, имеющая лишь два состояния, качественно аналогичен квантовой системе со спином 1/2. Поэтому имеются далеко идущие аналогии между двухуровневым атомом в резонансном поле и частицей со спином 1/2 в магнитном поле. Соответственно тот же круг вопросов детально изучался, наблюдался и использовался ранее, чем в оптике, в ядерном магнитном резонансе и электронном парамагнитном резонансе [5, 6]. Поэтому при исследовании нестационарных эффектов, возникающих при резонансном взаимодействии излучения с ансамблем двухуровневых атомов, широко используется эта аналогия.

2. Сверхизлучение. Речь будет идти о процессе когерентного спонтанного излучения когерентным ансамблем возбужденных двухуровневых атомов⁵⁾.

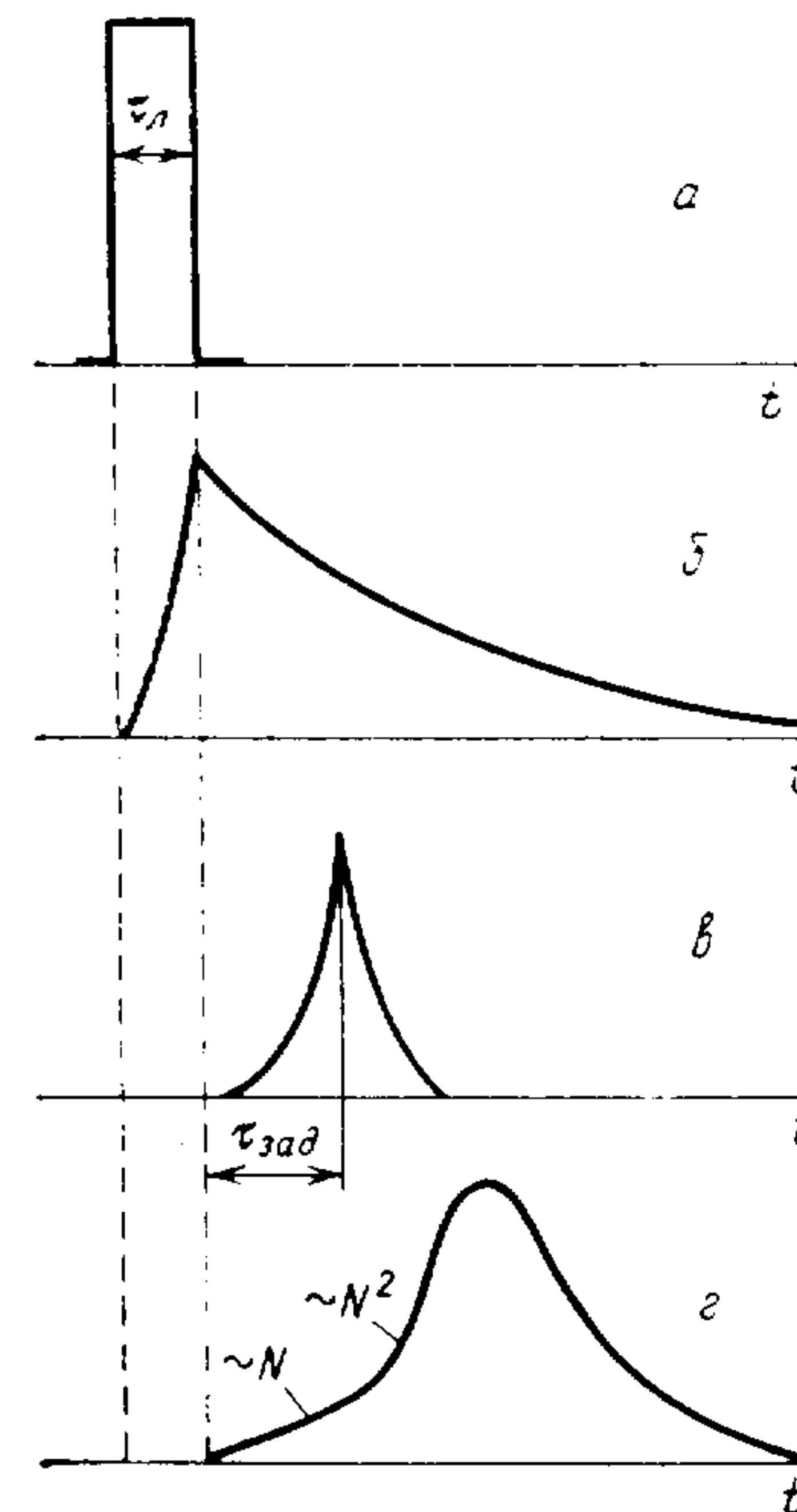
Положим для упрощения, что в этом ансамбле можно пренебречь столкновениями атомов по сравнению с их спонтанной релаксацией (поперечной релаксацией по сравнению с продольной релаксацией), характерное время которой $\tau_{\text{рел}}$. (Это означает, что плотность атомов в ансамбле и его размеры ограничены сверху так, что за время $\tau_{\text{рел}}$ не происходит соударений атомов и, тем самым, не возникает дефазировки их волновых функций.) Исходя из плотности атомов введем среднее расстояние R между ними и характерное время распространения излучения от одного атома к другому $\tau_p = R/c$, где c — скорость света в данной среде. Наконец, положим, что длительность возбуждающего импуль-

са излучения гораздо меньше времени релаксации заселенности, $\tau_l \ll \tau_{\text{рел}}$, а интенсивность излучения достаточно велика — такая, что возбуждаются все атомы ансамбля.

Рассмотрим, как зависит процесс релаксации ансамбля от соотношения между характерным временем релаксации заселенности $\tau_{\text{рел}}$ и характерным временем распространения излучения τ_p . При этом, так как мы задались определенными двухуровневыми атомами, будем считать, что $\tau_{\text{рел}}$ является фиксированной величиной.

Рассмотрим сначала ансамбль атомов столь малой плотности, в котором расстояния между атомами столь велики, что за время $\tau_{\text{рел}}$ излучение от одного атома не доходит до другого атома,

1. Качественная схема, иллюстрирующая распределение излучения во времени при спонтанном излучении изолированных атомов (б), при сверхизлучении когерентного ансамбля атомов (в) и при суперлюминесценции некогерентного ансамбля (г), возбужденных коротким импульсом лазерного излучения (а). Интенсивность излучения на рис. а — г не абсолютизирована. Так как энергия излучения в случаях б, в и г одинакова, то на самом деле одинаковы должны быть и площади под соответствующими кривыми



т. е. $\tau_{\text{рел}} \ll \tau_p$. В таком ансамбле, хотя он и когерентный, каждый атом будет спонтанно излучать независимо от других атомов. При этом средняя мощность излучения за импульс согласно (1) будет описываться соотношением

$$\mathcal{P} = N\hbar\omega_{mn}/\tau_{\text{рел}}, \quad (3)$$

а полная энергия излучения за время $t \gg \tau_{\text{рел}}$ (но $t \ll \tau_p$) — соотношением

$$Q = N\hbar\omega_{mn}, \quad (4)$$

где ω_{mn} — собственная частота двухуровневого атома. Соответственно длительность процесса спонтанного излучения $\tau_{\text{рел}} = Q/\mathcal{P}$ (рис. 1).

Теперь увеличим плотность атомов в ансамбле так, чтобы выполнялось обратное неравенство: $\tau_{\text{рел}} \gg \tau_{\text{р}}$. Это означает, что спонтанно излучающие атомы находятся в поле спонтанного излучения других атомов. При этом, очевидно, нельзя выделить один атом из ансамбля и его излучение из излучения ансамбля в целом. Действительно, все атомы в ансамбле взаимодействуют друг с другом через поле их собственного спонтанного излучения. Процесс излучения таким ансамблем принято называть *кооперативным процессом*.

В таких условиях мощность излучения пропорциональна квадрату числа атомов:

$$\mathcal{P} \propto N^2. \quad (5)$$

Справедливость этого утверждения просто следует из известной классической формулы для мощности дипольного излучения, полученной из уравнений Максвелла, в предположении, что заряды, образующие диполь, движутся:

$$\mathcal{P} = (2/3) \ddot{d}_{\text{кл}}^2 / c^3. \quad (6)$$

Подстановка в (6) вместо $d_{\text{кл}}$ величины $\langle d \rangle$ из (1) дает искомый ответ: $\mathcal{P} \propto N^2$.

Так как полная энергия, излучаемая ансамблем за время $t \gg \tau_{\text{рел}}$, по-прежнему определяется соотношением (4), то из сопоставления (3) и (6) видно, что время $\tau_{\text{к}}$, за которое происходит когерентное спонтанное излучение ансамбля, обратно пропорционально числу атомов в ансамбле N и гораздо меньше $\tau_{\text{рел}}$:

$$\tau_{\text{к}} \propto Q/\mathcal{P} \propto N^{-1} \ll \tau_{\text{рел}}. \quad (7)$$

Такой процесс когерентного кооперативного спонтанного излучения ансамбля возбужденных двухуровневых атомов называется *процессом сверхизлучения* (см. рис. 1).

Строгое квантово-механическое описание процесса сверхизлучения состоит в учете взаимодействия атомов друг с другом через поле спонтанного излучения в исходном гамильтониане, описывающем когерентный ансамбль возбужденных атомов. В рамках строгого описания [1, 3, 8] удастся получить выражения для мощности и длительности сверхизлучения с учетом динамики развития этого процесса. Это позволяет дополнительно установить значение времени задержки $\tau_{\text{зад}}$ между возбуждающим импульсом и импульсом сверхизлучения. Физической причиной задержки является то обстоятельство, что процесс сверхизлучения развивается из процесса спонтанного излучения отдельных атомов.

Основные соотношения, полученные в рамках строгой теории, качественно аналогичны (5) и (7):

$$\mathcal{P} = (1/4) \hbar \omega N^2 / \tau_{\text{рел}}, \quad (8)$$

$$\tau_{\text{к}} = \tau_{\text{сп}} / N, \quad (9)$$

$$\tau_{\text{зад}} = \tau_{\text{к}} \ln N. \quad (10)$$

Отметим, что так как реально $N \gg 1$, то и $\ln N \gg 1$, и, следовательно, $\tau_{\text{зад}} \gg \tau_{\text{к}}$. Рисунок 1 качественно иллюстрирует распределение излучения во времени при некогерентной и когерентной релаксации ансамбля возбужденных атомов.

Из проведенного выше рассмотрения и соотношений (4) — (8) видны основные черты процесса сверхизлучения:

— мощность сверхизлучения пропорциональна квадрату числа атомов в ансамбле (и тем самым она на много порядков величины превышает мощность спонтанного излучения, пропорциональную числу атомов);

— длительность импульса сверхизлучения гораздо меньше характерного времени жизни по отношению к спонтанному распаду отдельного атома; она обратно пропорциональна числу излучающих атомов;

— между возбуждающим импульсом и импульсом сверхизлучения имеется задержка, длительность которой больше длительности импульса сверхизлучения.

Прежде чем перейти к изложению результатов экспериментов, в которых наблюдалось сверхизлучение, надо отметить тот факт, что и в случае некогерентного ансамбля возбужденных двухуровневых атомов возможно возникновение релаксационного излучения, мощность которого $\mathcal{P} \propto N^2$. Это так называемая *суперлюминесценция* [9], заключающаяся в переходе процесса релаксации от спонтанного к вынужденному при достаточно большом коэффициенте усиления среды возбужденных атомов. Мощность такого процесса, как и каждого вынужденного процесса, пропорциональна N^2 (при $N \gg 1$). В чем же различие между суперлюминесценцией и сверхизлучением? Во времени задержки импульса излучения и его длительности (рис. 1). В случае когерентного ансамбля эти времена гораздо меньше, чем в случае некогерентного. Наиболее четко это различие видно на примере ансамбля, в котором определяющую роль играет не релаксация заселенности (продольная релаксация), а дефазировка волновых функций (поперечная релаксация). В таком когерентном ансамбле имеется макроскопический дипольный момент (1), поле излучения которого $E \propto N$, а его быстрая релаксация (за время $\tau_{\text{к}} \ll \tau_{\text{рел}}$) приведет к импульсу когерентного излучения с мощностью, пропорциональной N^2 . В некогерентном ансамбле макроскопический дипольный момент отсутствует и вынужденное излучение может развиваться лишь за время $\tau_{\text{рел}}$. При этом процесс сначала носит характер спонтанного излучения суммы изолированных атомов, его мощность пропорциональна N . И лишь по мере увеличения суммарной мощности излучения спонтанный процесс переходит в вынужденный, мощность которого пропорциональна N^2 .

Сверхизлучение наблюдалось под воздействием ультракоротких импульсов лазерного излучения видимого и инфракрасного диапазонов частот. В первом случае инверсия заселенностей происходила за счет электронных переходов в атомах, а во втором случае — за счет вращательных переходов в молекулах [10]. Экс-

периментальные данные о мощности задержки и длительности импульса сверхизлучения хорошо описываются соотношениями (6) — (8). В качестве количественной иллюстрации процесса сверхизлучения отметим, что в одном из экспериментов была зарегистрирована мощность сверхизлучения, в 10^{10} раз превышающая мощность спонтанного излучения соответствующего числа атомов!

Сверхизлучение наблюдалось также и при комбинационном рассеянии света [11]. Это дает основание говорить о существовании кооперативных аналогов для всех процессов спонтанного рассеяния света. Теоретически показана возможность осуществления ряда более сложных сверхизлучательных эффектов и в многоуровневых системах [12].

Практический интерес к сверхизлучению обусловлен принципиальной возможностью реализации этого эффекта в вакуумно-ультрафиолетовом, рентгеновском и даже γ -диапазонах частот, где сверхизлучение может стать одним из перспективных методов получения когерентного излучения [10].

Однако наибольший интерес вызывает сверхизлучение как пример когерентного кооперативного процесса, возникающего из-за взаимодействия возбужденных атомов через поле их спонтанного излучения.

3. Самоиндуцированная прозрачность. Рассмотрим вопрос о поглощении импульсного резонансного излучения веществом. Воспользуемся наиболее простой моделью такого процесса. Пусть плоская монохроматическая волна излучения частоты ω и длительности τ_L падает на среду из двухуровневых атомов с собственной частотой $\omega_{mn} = \omega$, занимающих полупространство при $z \geq 0$. Пусть в отсутствие излучения все атомы находятся в основном состоянии n . Будем интересоваться распространением излучения в среде в направлении оси z . Для упрощения рассмотрения предположим, что размер L среды в направлении оси z удовлетворяет неравенству $L \gg c\tau_L$. При выполнении этого неравенства можно полагать, что на каждый атом среды падающее излучение действует в течение времени τ_L .

Будем интересоваться поглощением излучения. При этом под термином *поглощение* будем понимать убыль фотонов из пучка за счет возбуждения атомов.

Для рассмотрения этого процесса воспользуемся материалом лекций 4 и 6. Выделим два предельных случая — спонтанной и вынужденной релаксации возбужденного состояния m , т. е. случаи малой и большой интенсивности излучения.

Малая интенсивность падающего излучения. Критерий малой интенсивности имеет вид $E \ll \gamma_m/d_{mn} = (\tau_m d_{mn})^{-1}$, где γ_m , τ_m — естественная ширина и время жизни состояния m относительно его спонтанного распада в состояние n ; d_{mn} — дипольный момент двухуровневого атома, E — напряженность поля излучения. Критерий малой интенсивности излучения означает, что вынужденной релаксацией возбужденного состояния m можно

пренебречь; единственным процессом релаксации является спонтанная релаксация.

Очевидно, что в случае спонтанной релаксации возбужденных атомов можно пренебречь процессом возвращения фотонов в пучок, так как пространственное распределение спонтанно испускаемых фотонов изотропно, а телесный угол, в котором распространяется пучок, составляет малую долю полного телесного угла.

Для дальнейшего рассмотрения целесообразно выделить еще два предельных случая малой и большой длительности импульса лазерного излучения.

Малая длительность импульса излучения. Критерий малой длительности имеет вид $\tau_L \ll \tau_{\text{рел}} = \tau_m$. При выполнении этого неравенства можно пренебречь спонтанной релаксацией за время действия импульса излучения. В таком случае ансамбль атомов только поглощает излучение, каждый поглощенный фотон переводит один атом из основного в возбужденное состояние, процесс поглощения носит линейный (по интенсивности излучения) характер, ослабление излучения описывается *законами Бугера и Бэра* (лекция 10). При распространении импульса излучения в среде форма его не изменяется, уменьшается лишь площадь импульса, т. е. число фотонов (энергия) в импульсе.

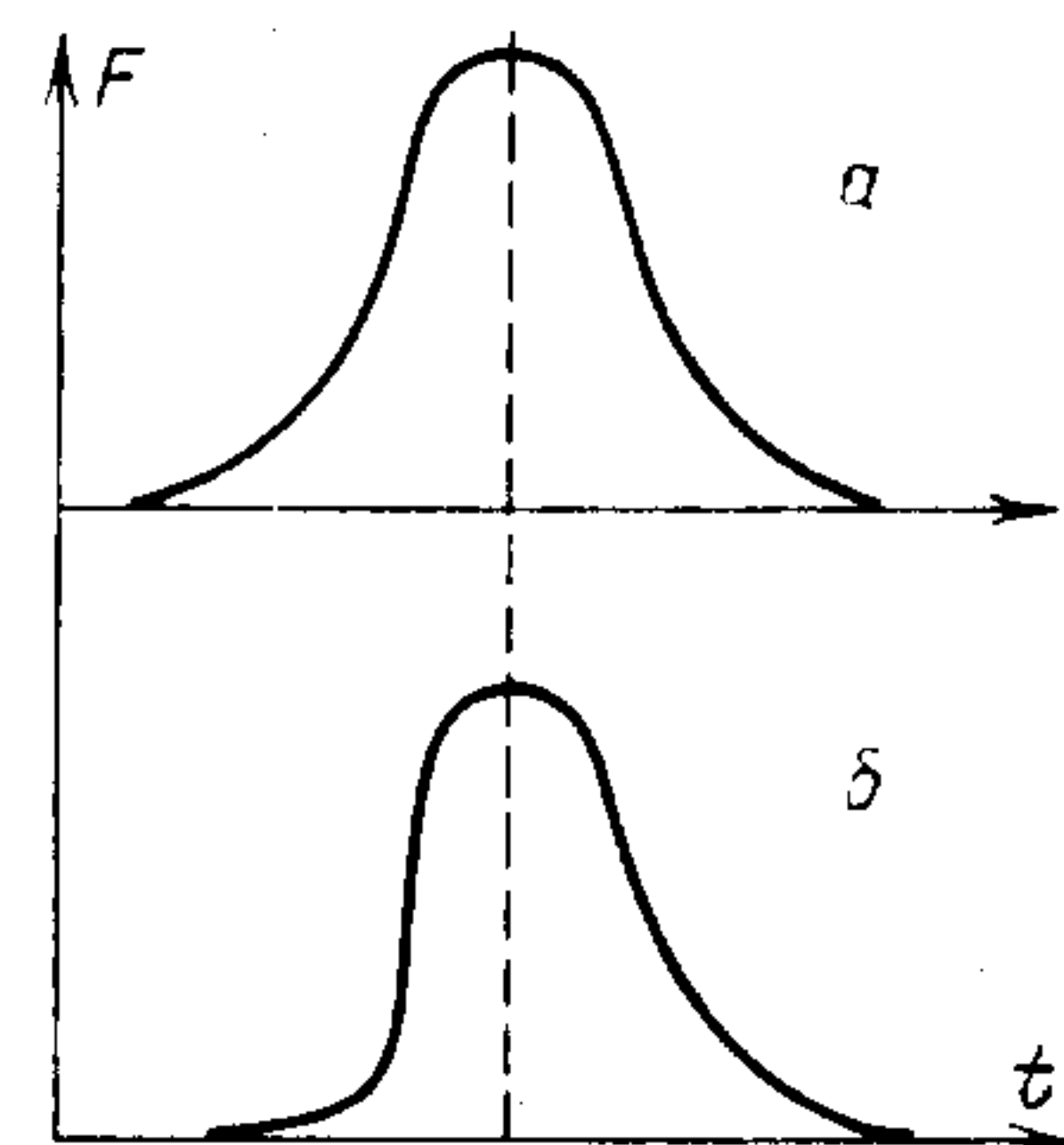
Большая длительность импульса излучения. Критерием является обратное неравенство $\tau_L \gg \tau_{\text{рел}}$. В таких условиях процесс спонтанной релаксации атомов из возбужденного в основное состояние играет существенную роль, увеличивая эффективное число атомов в основном состоянии и, тем самым, увеличивая поглощательную способность среды. Однако сам процесс поглощения излучения носит тот же характер, что и в случае малой длительности, — линейное поглощение, справедливость законов Бугера и Бэра (с заменой $N \rightarrow N_{\text{эф}} > N$), неизменность формы лазерного импульса.

Большая интенсивность излучения. Критерий большой интенсивности имеет вид $E \gg \gamma_m/d_{mn}$. В среде возникает *эффект насыщения* (лекция 6). Каждый атом в среднем находится одинаковое время в состояниях n и m . Очевидно, что после того как в среде установится насыщение, поглощение отсутствует, среда становится прозрачной для излучения. Напомним, что так как насыщение обусловлено не спонтанной, а вынужденной релаксацией возбужденного состояния, то испускаемый при этом фотон имеет не только ту же частоту, что и поглощенный фотон, но и тот же волновой вектор, т. е. испущенный фотон не отличим от поглощенного, он возвращается в пучок падающего излучения.

Поглощение излучения в этом случае происходит лишь в переходной стадии, на фронте импульса, по мере нарастания внешнего поля от исходной нулевой напряженности до критической напряженности $E_{\text{кр}} \approx \gamma_m/d_{mn}$, на стадии, когда релаксация возбужденных атомов носит спонтанный характер. Поглощение фо-

тонов на фронте импульса приводит к изменению формы импульса, распространяющегося в среде (рис. 2).

По сути дела, все рассмотренное выше представляет собой достаточно очевидное следствие данных о фотопоглощении и насыщении, изложенных в лекциях 4 и 6. (Более подробный анализ этих случаев приведен в обзоре [13].) Из проведенного выше



2. Изменение формы импульса света, проходящего через резонансную среду, в условиях, когда возникает насыщение: а — форма падающего импульса, б — форма импульса, прошедшего через среду

рассмотрения следует, что при распространении импульса излучения в резонансной среде имеет место поглощение излучения.

Однако оказывается, что существует случай, когда импульс излучения может распространяться через резонансную среду без поглощения.

Для этого необходимо выполнить три основных условия, определяющих свойства среды и импульса излучения.

Во-первых, длительность импульса должна быть гораздо меньше времен релаксации возбужденных атомов: $\tau_{\text{дл}} \ll \tau_{\text{рел}}, \tau_{\text{н}}$. В таких условиях когерентный ансамбль возбужденных атомов, создаваемый импульсом излучения, не релаксирует спонтанно за время действия импульса.

Во-вторых, напряженность поля излучения должна быть достаточно велика, чтобы релаксация возбужденных атомов носила вынужденный характер ($E \gg \gamma_m/d_{mn}$). При выполнении этого неравенства заселенность основного и возбужденного состояний осциллирует с частотой Раби $\Omega \approx d_{mn}E$.

Наконец, в-третьих, необходимо выполнение еще одного условия на форму импульса и напряженность поля, по сути дела означающего, что двухуровневый атом под действием такого импульса совершит одну осцилляцию, основное состояние — возбужденное состояние — основное состояние, и вернется, таким образом, в исходное состояние. За время $\tau = \pi\Omega^{-1}$ двухуровневые атомы переходят из основного состояния в возбужденное; за время $\tau = \pi\Omega^{-1}$ — возвращаются назад в основное состояние. Последнее условие можно записать как

$$2\pi = \Omega\tau = d_{mn} \int_0^t E(t) dt = S. \quad (11)$$

Эта величина обычно называется площадью импульса, а сам импульс, удовлетворяющий этому условию, называется 2π -импульсом.

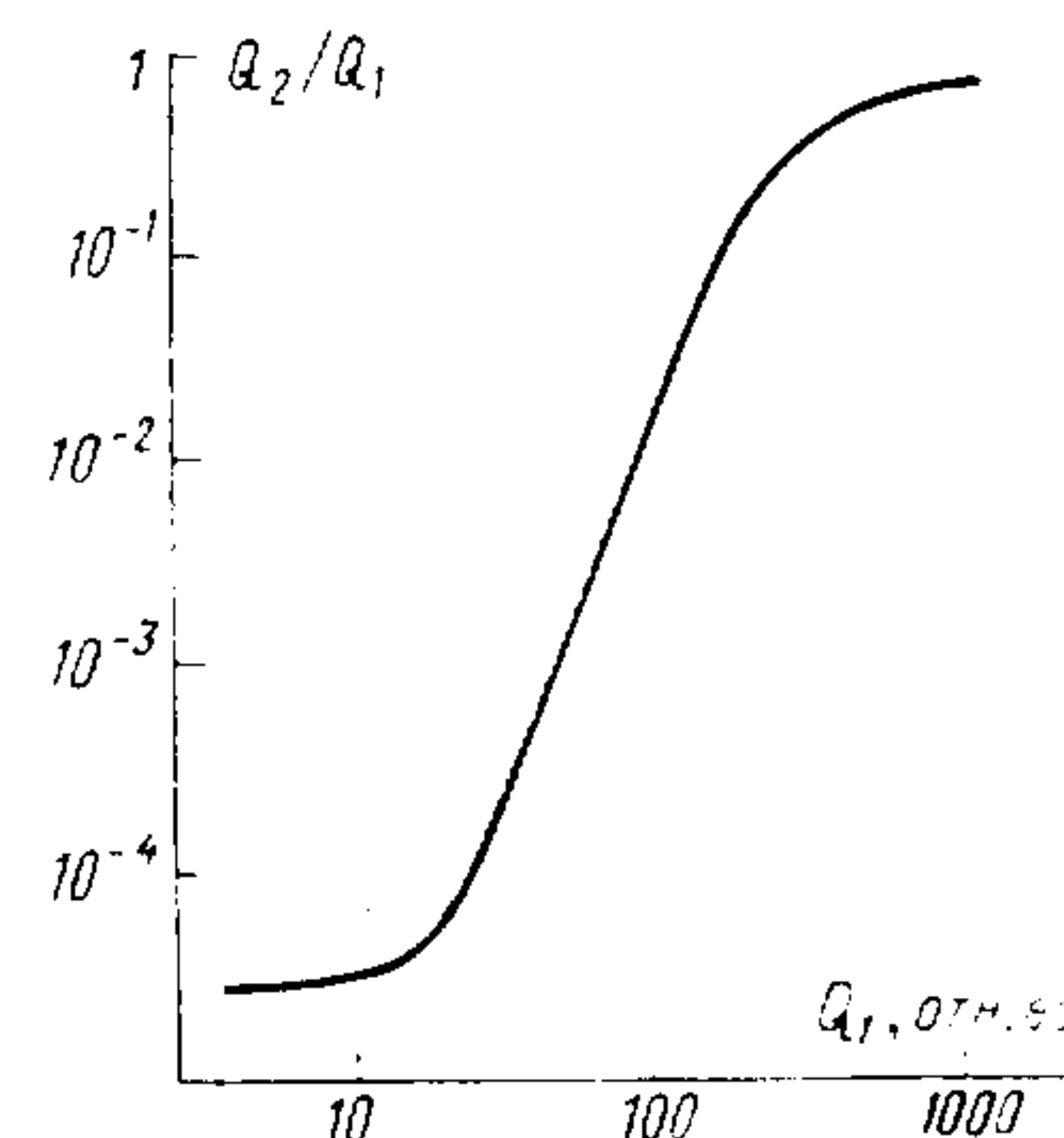
При выполнении указанных выше трех условий под действием импульса лазерного излучения ансамбль резонансных двухуровневых атомов переходит в когерентное возбужденное состояние под действием первой половины импульса (на фронте импульса) и когерентно релаксирует в основное состояние под действием второй половины импульса (на спаде импульса). Таким образом, излучение не поглощается, хотя импульс распространяется через среду. Взаимодействие импульса со средой сводится к обмену энергией, переходящей от импульса к среде и возвращающейся в импульс. Этот эффект называется *эффектом самоиндуцированной прозрачности* [1—4]. Импульс, распространяющийся в среде в условиях самоиндуцированной прозрачности без диссипации энергии, представляет собой пример солитона⁶⁾ [14].

На рис. 3 приведены результаты одного из экспериментов по наблюдению самоиндуцированной прозрачности, создаваемой в кристалле рубина излучением рубинового лазера [16]. Наблюдалось изменение отношения энергии Q_2 на выходе из кристалла к энергии Q_1 на входе от абсолютного значения энергии Q_1 на входе. Из данных этого эксперимента видно, что сильное резонансное поглощение ($Q_2/Q_1 \ll 1$), наблюдаемое при малой энергии на входе, очень быстро (при увеличении Q_1 на порядок величины) переходит в полное просветление ($Q_2/Q_1 \approx 1$), причем просветление возникает при $S = 2\pi$. Обсуждение различных экспериментальных данных, а также возможности осуществления самоиндуцированной прозрачности в различных средах содержится в обзоре [17].

* * *

Известны и другие нестационарные эффекты, возникающие при взаимодействии импульсов лазерного излучения с веществом. В основе всех этих эффектов лежат два основных процесса — создание когерентного ансамбля излучателей и когерентное излучение этого ансамбля. К таким эффектам относится *фотонное эхо, оптическая нутация, адиабатическое прохождение импульсов* [1—4]. Некоторые из них нашли важное применение; в качестве примера можно указать на оптическую эхоспектроскопию [18—20]. Приложения, как правило, связаны с возможностью исследования быстропротекающих, в частности нестационарных, эффектов.

Конечно, помимо этих эффектов использование ультракорот-



3. Зависимость поглощения Q_2/Q_1 от энергии Q_1 в импульсе, падающей на кристалл

ких импульсов лазерного излучения открывает широкие возможности для спектроскопии со сверхвысоким временным разрешением [21]. Можно указать на ряд важных и типичных задач, которые можно решить, используя ультракороткое воздействие излучения. Примером в молекулярной физике является измерение характерных времен ориентации анизотропии поляризованных молекул и ориентационной релаксации молекул. В биофизике оказывается возможным исследовать динамику процесса фотосинтеза; в физике твердого тела — процесс дезактивации центров окраски в диэлектриках [22].

Однако все же наиболее важной, красивой и интересной чертой нестационарных эффектов является возможность создания когерентного вещества и распространение света в среде без диссипации.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Когерентное состояние вещества. Хорошо известно, что понятие когерентности возникло в рамках классической линейной оптики как характеристика излучения, определяющая возможность интерференции двух волн и соответственно зависящая от фаз этих волн. Когда в рамках квантовой теории стало ясно, что и веществу присущи волновые свойства (*волны де Бройля*), то это в принципе обусловило возможность перенесения понятия когерентности на вещество. Так как в квантовой механике состояние квантовой системы описывается волновой функцией (ψ -функцией), то понятие когерентности в отношении вещества означает определенные соотношения между фазами ψ -функций микроскопических объектов, составляющих данное макроскопическое вещество. Если фазы всех волновых функций одинаковы, то вещество когерентно, его в целом, макроскопически, можно описать одной ψ -функцией. В качестве примеров физических явлений, в которых возникает когерентное вещество, можно указать на явления *сверхпроводимости* (когерентное состояние ансамбля электронов в проводнике) и *сверхтекучести* (когерентное состояние ансамбля атомов). Эти примеры когерентного вещества стали известны раньше, чем те, которые рассматриваются в данной лекции.

2. Матрица плотности. Матрица плотности ρ представляет собой метод наиболее общего описания любой квантовой системы. Диагональные элементы ρ_{nn} , ρ_{mm} описывают заселенности состояний, а недиагональные элементы ρ_{nm} , ρ_{mn} — корреляцию между этими состояниями. Величина $g = \rho_{nm}/(\rho_{nn}\rho_{mm})$ является мерой когерентности системы. Эволюция матрицы плотности системы во времени описывается соотношением

$$\rho(t) = \exp(-i\mathcal{H}t/\hbar)\rho(0)\exp(i\mathcal{H}t/\hbar),$$

где $\mathcal{H}$ — гамильтониан системы. Для двухуровневого атома матрица плотности имеет наиболее простой вид

$$\rho = \begin{vmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{vmatrix}.$$

Так как $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$, то имеются лишь три переменные. Более подробно о методе матрицы плотности и других методах описания квантовых систем см. [7].

3. Оптические уравнения Блоха. Эволюция двухуровневой квантовой системы во времени описывается кинетическими уравнениями для матрицы плотности двухуровневой системы. *Оптические уравнения Блоха* эквивалентны уравнению для матрицы плотности и более наглядны за счет описания эволюции двухуровневой системы на языке эволюции частицы со спином 1/2. Для этого вводится *вектор псевдоспина* (или *вектор Блоха*),

полностью описывающий двухуровневую систему аналогично матрице плотности. Так как матрица плотности двухуровневой системы зависит от трех переменных²⁾, то вся совокупность состояний двухуровневой системы может быть представлена поверхностью сферы (*сфера Блоха*), радиусом которой является *вектор Блоха*. Компоненты вектора Блоха (его проекции на две взаимно перпендикулярные плоскости) определяют дипольный момент и разность заселенности двухуровневой системы.

4. Приближение вращающейся волны (rotating wave approximation). Это метод упрощения решения уравнений для псевдоспина (вектора Блоха)³⁾ по аналогии с решением уравнений для спина в теории магнитного резонанса. Аналогичен *методу резонансного приближения*, используемому при описании изолированной двухуровневой системы во внешнем резонансном поле (лекция 6). В обоих случаях пренебрегается быстрыми осцилляциями состояний системы, усредняющимися за характерное время медленных осцилляций, определяющих эволюцию системы.

5. Сверхизлучение. Часто в научной литературе оно именуется *сверхизлучением Дике* по имени теоретика R. Dicke, предсказавшего существование этого явления [8].

6. Солитон. В наиболее общем смысле этого термина солитон называют локализованное распределение, распространяющееся без диссипации. Типичным примером солитона является уединенная волна, распространяющаяся в среде без диссипации энергии (без затухания) (см., например, [15]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневый атом.: Пер. с англ./Под ред. В. Л. Стрижевского.— М.: Мир, 1978.
2. Макомбер Дж. Динамика спектроскопических переходов.: Пер. с англ./Под ред. М. А. Ельяшевича.— М.: Мир, 1979.
3. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники.— М.: Наука, 1986.
4. Абрагам А. Ядерный магнетизм.: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Скроцкого.— М.: ИЛ, 1963.
5. Альтшулер С. А., Козырев Б. М. Электронный магнитный резонанс.— М.: Наука, 1972.
6. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса.: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Скроцкого.— М.: Мир, 1981.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика (теоретическая физика, т. 3).— М.: Наука, 1974.— § 14.
8. Dicke R. // Phys. Rev.— 1954.— V. 93.— P. 99.
9. Звелто О. Принципы лазеров.: Пер. с англ./Под ред. Т. А. Шмаонова.— М.: Мир, 1984.
10. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН.— 1980.— Т. 131.— С. 653.
11. Раутиан С. Г., Сафонов В. П., Черноброд Б. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1986.— Т. 50.— С. 640.
12. Когерентные кооперативные явления // Тр. ФИАН. Т. 87.— М.: Наука, 1976.
13. Крюков П. Г., Летохов В. С. // УФН.— 1969.— Т. 99.— С. 169.
14. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1979.— Гл. VI.
15. Филиппов А. Т. Многоликий солитон.— М.: Наука, 1986.
16. Asher I. // Phys. Rev. A — 1972.— V. 5.— P. 349.
17. Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. // УФН.— 1974.— Т. 114.— С. 97.
18. Лазерная и когерентная спектроскопия.: Пер. с англ./Под ред. В. С. Летохова.— М.: Мир, 1982.
19. Манькин Э. А., Самарцев В. В. Оптическая эхоспектроскопия.— М.: Наука, 1984.
20. Конвиллем У. Х., Прану С. В. Поляризационное эхо.— М.: Наука, 1985.

21. Херман И., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов.: Пер. с нем./Под ред. П. Г. Крюкова.— М.: Мир, 1986.
22. Применение лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике.— М.: Наука, 1983.

Лекция 16. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА

Основные черты явления пробоя. Образование плазмы за счет нелинейной ионизации газа. Ионизация газа электронами, ускоренными при столкновениях с атомами в поле излучения. Динамика плазмы, образованной в результате ионизации газа

Оптический пробой, возникающий в прозрачных средах — в газах, плазме, жидкостях, кристаллах и стеклах, представляет собой качественно единое явление, в основе которого лежит процесс превращения прозрачной среды в сильно поглощающую среду под действием мощного лазерного излучения. Явление оптического пробоя в газообразных, жидких и твердых прозрачных средах обсуждается в этой, а также в двух последующих лекциях. Однако прежде чем обратиться к явлению пробоя, кратко рассмотрим общие закономерности процесса поглощения лазерного излучения в веществе.

Сначала уточним, в каком смысле здесь употребляется термин *поглощение излучения* и как он соотносится с термином *рассеяние излучения*. Будем исходить из стандартной модели взаимодействия лазерного излучения с веществом. Рассмотрим плоскую, пространственно ограниченную монохроматическую когерентную волну частоты ω , распространяющуюся вдоль оси z из левого полупространства в правое, заполненное веществом. Будем называть поглощением излучения в правом полупространстве все процессы, уменьшающие число фотонов частоты ω , распространяющихся вдоль оси z . Таким образом, вклад в поглощение дают процессы качественно различной природы. Это и рэлеевское (спонтанное) рассеяние, упругое (без изменения частоты), при углах рассеяния, не равных нулю; это и возбуждение атомов среды с их последующей каскадной спонтанной релаксацией в фотоны других частот; это и когерентное возбуждение высших оптических гармоник. В соответствии с тем, как это делалось уже не раз выше (лекции 2, 10), все эти процессы можно разделить на линейные (возникающие в результате поглощения одного фотона падающего излучения) и нелинейные (обусловленные поглощением нескольких фотонов в одном элементарном акте). Можно дать и другие определения поглощения. Например, по аналогии с нелинейной оптикой можно называть поглощением лишь те процессы, которые описываются мнимой частью восприимчивости, и тем самым не считать, например, поглощением возбуждение оптических гармоник. Однако для пространственно ограниченных пучков когерентного лазерного излучения это не логично. Поэтому в дальнейшем будем называть поглощением уменьшение числа фотонов частоты ω , распространяющихся вдоль оси z .

Обратимся сначала к линейным процессам и тем самым к обычной (линейной) оптике. Хорошо известно, что в рамках линейной оптики поглощение света при его распространении в веществе описывается законами *Бугера и Бера* [1]. Согласно *закону Бугера* интенсивность света экспоненциально убывает по мере его распространения в веществе,

$$F(z) = F(0) \exp(-\mu l), \quad (1)$$

где μ — коэффициент поглощения, а l — расстояние, на которое распространился свет в направлении оси z . Согласно *закону Бера* коэффициент поглощения μ зависит лишь от плотности вещества n и частоты излучения ω :

$$\mu = -4\pi k n \operatorname{Im} \chi^{(1)}(\omega, \omega), \quad (2)$$

где $\operatorname{Im} \chi^{(1)}$ — мнимая часть линейной восприимчивости (лекция 3), а k — волновое число, характеризующее волну, падающую на вещество. Учет лишь мнимой части линейной восприимчивости $\operatorname{Im} \chi^{(1)}$ очевидным образом противоречит приведенному выше определению процесса поглощения. Однако в рамках линейной оптики такое определение поглощения вполне логично, так как в качестве исходного никогда не рассматривался пространственно ограниченный пучок монохроматического, когерентного излучения.

Результаты многочисленных экспериментов, в которых для различных сред измерялись зависимости $F(z)$ и $\mu(n)$, полностью подтверждают справедливость соотношений (1) и (2). При этом абсолютное значение коэффициента поглощения μ может изменяться на много порядков, от $\mu \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ для металлов до $\mu \sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ для разреженных газов.

В рамках линейной оптики, когда принимается во внимание лишь линейная восприимчивость $\chi^{(1)}$, очевидно, что априорно поглощение не зависит от интенсивности излучения. Именно по этой причине в годы, предшествовавшие появлению лазеров, одно из направлений поиска нелинейных оптических эффектов сводилось к попыткам обнаружить зависимость показателя поглощения μ от интенсивности света [2].

Сейчас, учитывая известные данные о нелинейных оптических явлениях, отрицательные результаты этих опытов вполне понятны: максимальная интенсивность света была на несколько порядков величины меньше той интенсивности, при которой могут проявиться нелинейные эффекты.

Если теперь обратиться к интересующим нас столь большим интенсивностям излучения, когда существенную роль играют нелинейные эффекты, то необходимо в выражении для коэффициента поглощения (2) кроме линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$ принимать во внимание и нелинейные восприимчивости $\chi^{(k)}$ (лекция 2). В принципе нелинейное поглощение может быть обусловлено любыми нелинейными эффектами, обсуждавшимися выше, в том числе нелинейным рассеянием света (лекция 10) и возбуждением высших гармоник (лекция 12), [3]. Как уже говорилось выше,

относительная роль различных $\chi^{(k)}$ существенно зависит от частоты излучения ω .

В общем случае нелинейного поглощения выражение (2) заменяется на соотношение вида $\mu \propto F^m$, т. е. появляется зависимость коэффициента поглощения μ от интенсивности излучения F . Таким образом, закон Бера не имеет места. Соответственно нарушается и закон Бугера (2), так как появление зависимости $\mu(F)$ означает, что по мере распространения света в среде и уменьшения его интенсивности (из-за поглощения) будет изменяться и коэффициент поглощения. В рамках нелинейной оптики лишь в одном случае справедлив закон Бугера — в приближении заданного поля падающей волны. При этом, хотя $\mu \propto \chi^{(k)}$, зависимость $\mu(F)$ пренебрегается.

Возникновение нелинейного поглощения может качественно и количественно очень резко изменять поглощение излучения в прозрачных средах по сравнению со случаем линейного поглощения. Хорошим примером является процесс возбуждения высших оптических гармоник. Так, линейное поглощение излучения видимого диапазона в кристалле KDP весьма мало ($\mu \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$), однако при осуществлении фазового синхронизма на длине пути в кристалле порядка 1 см падающее излучение может практически полностью перейти в излучение на частоте 2ω , что соответствует коэффициенту поглощения $\mu \sim 1 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, нелинейное поглощение на несколько порядков величины больше линейного. Однако в этом и в других аналогичных случаях возникновение нелинейного поглощения не связано с изменениями самой среды.

Оптический пробой прозрачных сред также резко изменяет поглощение излучения. Отличие от рассмотренного выше процесса возбуждения гармоник состоит в том, что изменение поглощения обусловлено изменением самой среды. В исходно нейтральной среде под действием лазерного излучения образуется плотная плазма, сильно поглощающая излучение, падающее на среду. Плазма образуется в результате ионизации исходно нейтральной среды. Из общей теории взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой [4] известно, что поглощение излучения в плазме зависит от соотношения частоты излучения ω и плазменной частоты $\omega_{\text{пл}}$. При $\omega > \omega_{\text{пл}}$ плазма прозрачна для излучения, при $\omega < \omega_{\text{пл}}$ плазма непрозрачна, излучение отражается от плазмы. Соответственно поглощение излучения максимально при $\omega \gtrsim \omega_{\text{пл}}$. Плазменная частота зависит от плотности n_e свободных электронов в плазме ($\omega_{\text{пл}} \propto n_e^{1/2}$). По мере увеличения степени ионизации среды под действием лазерного излучения с частотой ω увеличивается n_e и соответственно увеличивается $\omega_{\text{пл}}$. При достижении критической плотности $n_{e \text{ кр}}$ достигается равенство $\omega_{\text{пл}} \approx \omega$, плазма становится непрозрачной для излучения, излучение поглощается плазмой.

1. Основные черты явления пробоя. Феноменологически явление пробоя газа лазерным излучением заключается в том, что

при фиксированной частоте излучения и определенном соотношении между плотностью газа n , интенсивностью лазерного излучения F и длительностью его воздействия τ в газе возникает яркая световая вспышка (искра), сопровождаемая резким звуком. Возникновение пробоя пороговым образом зависит от любого из трех указанных выше параметров (n , F , τ) при фиксированных значениях двух других.

Типичным и наиболее просто реализуемым случаем возникновения пробоя является фокусировка в атмосферном воздухе излучения мощного лазера, работающего в импульсном режиме генерации. Из практики хорошо известно, что при наносекундной длительности импульса излучения видимого диапазона частот пробой в воздухе возникает при интенсивности сфокусированного излучения порядка $F \sim 10 \text{ ГВт/см}^2$ (т. е. при напряженности поля излучения $E \sim 10^6 \text{ В/см}$). В области пробоя газ становится непрозрачным для излучения. Лазерное излучение за область пробоя практически не распространяется. Спектроскопические исследования области пробоя показывают, что в ней образуется плазма с высокой степенью ионизации (порядка 100 %), нагретая до высокой температуры (порядка 10^6 — 10^7 К). Фотографирование пробоя показывает, что светящаяся область имеет размер на несколько порядков величины больший той области пространства, в которой создается сильное поле при фокусировке лазерного излучения. Скоростное фотографирование показывает, что области, занятые светящейся и высокотемпературной плазмой, расширяются со скоростью порядка 10^7 см/с , а время, в течение которого плазма излучает видимый свет, достигает величины, на несколько порядков превышающей длительность лазерного импульса.

Сопоставление экспериментальных данных о возникновении пробоя и о свойствах образующейся плазмы с известными закономерностями взаимодействия электромагнитных волн с плазмой [4] приводит к заключению, что в области пробоя образуется плазма критической плотности, непрозрачная для лазерного излучения.

Как будет видно из дальнейшего, основной процесс ионизации газа, в том числе и воздуха качественно аналогичен ионизации и пробоя газа излучением СВЧ-диапазона частот (10^9 — 10^{11} Гц) [5]. В случае излучения оптического диапазона частот имеется, однако, своя специфика, потребовавшая большого количества исследований для создания детальной картины процесса пробоя.

Таким образом, основной вопрос состоит в том, как происходит ионизация газа лазерным излучением. В настоящее время этот вопрос детально изучен [6, 7] для излучения различной частоты и различных газов. Мы разберем ниже лишь один, простейший случай, — пробой, возникающий, когда излучение видимого диапазона частот фокусируется в идеально чистый, одноатомный газ. На этом примере хорошо видны основные физические явления, приводящие к пробоям. В заключении будут

указаны основные отличия, имеющие место в других случаях, при других частотах излучения и других газах.

2. Образование плазмы за счет нелинейной ионизации газа. Процесс нелинейной ионизации атомов и молекул детально обсуждался в лекции 5. Из материала этой лекции следует, что в интересующих нас условиях (в случае видимого излучения и напряженности поля, гораздо меньшей атомной напряженности) ионизация изолированных атомов может происходить за счет нелинейных процессов, а конкретно в указанных условиях процесс нелинейной ионизации носит многофотонный характер. Вероятность многофотонной ионизации (в единицу времени) описывается степенным соотношением

$$w = \alpha^{(K)} F^K, \quad (3)$$

в котором $\alpha^{(K)}$ — многофотонное сечение, зависящее от спектра конкретного атома (молекулы), частоты и поляризации лазерного излучения, K — степень нелинейности, т. е. число фотонов, поглощенных атомом ($K = \langle I/\hbar\omega + 1 \rangle$, где I — потенциал ионизации). Процесс многофотонной ионизации не является пороговым процессом по интенсивности излучения F . Однако образование плазмы критической плотности за счет многофотонной ионизации атомов газа является пороговым процессом по интенсивности излучения. Действительно, при фиксированной плотности газа n для достижения значения $n_{e\text{кр}}$ необходима определенная степень ионизации N_e/A , т. е. определенная полная вероятность ионизации W , связанная с вероятностью в единицу времени w соотношением

$$W = w\tau_{\text{л}} = N_e/A = n_e/n, \quad (4)$$

где A , N_e — полное число атомов и электронов в облучаемом газе, а $\tau_{\text{л}}$ — время действия излучения на газ.

Из соотношения (4) видно, что при фиксированных $\tau_{\text{л}}$ и n заданной величине $n_{e\text{кр}}$ соответствует определенная вероятность ионизации в единицу времени w и, следовательно, определенная пороговая интенсивность излучения F . Видно также, что при любых двух фиксированных величинах из трех — F , τ , n — критическая плотность электронов $n_{e\text{кр}}$ достигается лишь при значении третьей величины, большей определенного порогового значения. Таким образом, при многофотонной ионизации газа могут наблюдаться пороговые особенности явления оптического пробоя, указанные в предыдущем пункте. Количественно порог пробоя можно оценить по соотношениям (3) и (4), исходя из данных о значениях многофотонных сечений $\alpha^{(K)}$, имеющих в научной литературе.

Такие оценки дают пороговые значения для пробоя, значительно превышающие наблюдаемые экспериментально для не экстремально малых значений n и τ .

Так, для приведенного выше примера пробоя воздуха при атмосферном давлении излучением видимого диапазона частот и наносекундной длительности расчет дает пороговую напряжен-

ность поля $E \sim 10^7$ В/см. Это расчетное значение на порядок превышает наблюдаемое экспериментально.

Это сопоставление означает, что в таких условиях нелинейная ионизация не является причиной образования плотной плазмы.

3. Ионизация газа электронами, ускоренными при столкновениях с атомами в поле излучения. В таких условиях, когда за время лазерного импульса ($\tau_{\text{л}}$) в той области пространства, где фокусируется излучение, не возникает соударений свободных электронов с атомами, другие (кроме многофотонной ионизации) механизмы, приводящие к ионизации газа и образованию плазмы, отсутствуют. Это, очевидно, условия, когда плотность газа n и (или) длительность лазерного импульса $\tau_{\text{л}}$ и (или) размеры r области фокусировки лазерного излучения малы. Если при больших n , $\tau_{\text{л}}$, r имеют место соударения свободных электронов с нейтральными атомами, то наряду с нелинейной ионизацией нейтральных атомов в поле излучения может реализоваться процесс ионизации атомов при их столкновении с электронами, ускоренными в поле излучения.

Этот, второй механизм ионизации — электронный — если имеет место, то доминирует по сравнению с нелинейной ионизацией. Образование плазмы за счет электронной ионизации происходит при фиксированной напряженности поля излучения с большей вероятностью, чем процесс нелинейной ионизации. В процессе создания плазмы при ионизации газа электронами можно выделить следующие основные явления:

- образование свободных электронов в газе;
- ускорение свободных электронов при их столкновениях с нейтральными атомами газа до энергий $\mathcal{E}_{\text{кин}} \geq I$, где I — потенциал ионизации атомов газа;
- ионизация нейтральных атомов ускоренными электронами, т. е. реакция $A + e \rightarrow A^+ + e + e$, в результате которой происходит размножение свободных электронов;
- развитие электронной лавины.

Не надо предполагать, что эти явления происходят строго последовательно; наоборот, как будет видно из дальнейшего рассмотрения, в значительной мере они происходят одновременно. Однако целесообразно рассмотреть эти явления независимо, указав также и на их взаимосвязь во времени. Обратимся к рассмотрению основных черт этих явлений.

Образование свободных электронов в газе. Первое, на что необходимо обратить внимание, это то, что начальное число свободных электронов в области фокусировки излучения в газ может быть весьма мало. Это ясно из того, что для развития электронной лавины достаточно одного начального свободного электрона (см. формулу (11)). Таким образом, речь идет о единицах свободных электронов в области фокусировки¹⁾, т. е. о начальной плотности свободных электронов порядка $n_{e0} \sim 10^8$ см⁻³. Эта величина гораздо больше естественной плотности свободных электронов в газе из-за ионизации газа космическими частицами

и естественной радиоактивностью. Однако это число гораздо меньше плотности примесей с малым потенциалом ионизации (в первую очередь плотности углеводородных молекул). Свободные электроны образуются в результате многофотонной ионизации атомов этих примесей. Ввиду малого потенциала ионизации (5–6 эВ) степень нелинейности при этом не велика и ионизация происходит с большой вероятностью в относительно слабых полях.

Кинетическая энергия подавляющего большинства свободных электронов, образующихся при многофотонной ионизации атомов и молекул, $\mathcal{E}_{\text{кин}} = K\hbar\omega - I$, где K — число фотонов, поглощение которых необходимо для выполнения закона сохранения энергии (лекция 5). Таким образом, в видимом диапазоне частот $\mathcal{E}_{\text{кин}} \leq \leq 1$ эВ. Поэтому свободные электроны, образованные в газе, не могут ионизовать атомы газа, потенциалы ионизации которых на порядок величины больше.

Ускорение свободных электронов. Хорошо известно, что изолированный свободный электрон может приобрести энергию при столкновении с фотоном в результате *эффекта Комптона* [8]. Закон сохранения энергии и импульса не позволяет при эффекте Комптона электрону поглотить фотон; возможна лишь передача части кинетической энергии и импульса фотона электрону. Однако в поле светового диапазона передача энергии электрону $\Delta\mathcal{E}_e$ пренебрежимо мала, так как $\Delta\mathcal{E}_e \sim (\hbar\omega/m_e c^2) \hbar\omega$, где $m_e c^2$ — энергия покоя электрона ($m_e c^2 \approx 0,5 \cdot 10^6$ эВ). Поэтому за счет эффекта Комптона не происходит какого-либо заметного увеличения энергии свободного электрона в поле лазерного излучения²⁾.

Для увеличения энергии электрона необходимы столкновения свободного электрона с атомами газа. Двигаясь в поле силового центра (ядро атома) в отсутствие внешнего поля, свободный электрон теряет кинетическую энергию на излучение (*тормозное излучение, тормозной эффект*). В присутствии сильного внешнего поля тормозной эффект носит вынужденный характер, это так называемый вынужденный тормозной эффект [9]. В присутствии внешнего поля электрон может также и увеличивать свою кинетическую энергию за счет внешнего поля (*антитормозной или обратный тормозной эффект*). В обоих случаях законы сохранения энергии и импульса могут быть выполнены за счет взаимодействия электрона с *третьим телом* — атомом. Отметим, что речь идет об упругих столкновениях, т. е. о столкновениях, в которых внутренняя структура атома не изменяется. Роль неупругих столкновений, в результате которых атом переходит из основного состояния в возбужденное, поглощая энергию сталкивающегося с ним электрона, обсуждается ниже.

Возникает естественный вопрос: какой вынужденный процесс доминирует — процесс поглощения или излучения энергии электроном при столкновении с атомом? Ответ на этот вопрос проще всего получить, используя принцип детального равновесия Эйнштейна для излучения [11]. Можно показать [6, 7], что в данном

случае имеет место следующее равенство, в котором B_{12} и B_{21} — коэффициенты Эйнштейна для поглощения и испускания излучения:

$$B_{12}(\mathcal{E})v = B_{21}(\mathcal{E}')v'. \quad (5)$$

В соотношении (5) $\mathcal{E}$, v — кинетическая энергия и скорость электрона до соударения с атомом, $\mathcal{E}'$, v' — после соударения. Положим, что при соударении электрон поглощает квант внешнего поля так, что $\mathcal{E}' = \mathcal{E} + \hbar\omega$, а $v \propto (\mathcal{E} + \hbar\omega)^{1/2}$. Тогда согласно (5) можно записать следующее соотношение между коэффициентами поглощения и вынужденного испускания излучения:

$$B_{12}(\mathcal{E})/B_{21}(\mathcal{E}') = v'/v = [(\mathcal{E} + \hbar\omega)/\mathcal{E}]^{1/2}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что доминирует вынужденное поглощение, причем тем сильнее, чем меньше энергия электрона $\mathcal{E}$. Таким образом, процесс изменения энергии электрона в большом числе последовательных столкновений с атомами представляет собой ряд последовательных актов поглощения — излучения энергии, в результате которых энергия электрона постепенно увеличивается.

Строгий расчет увеличения энергии электрона может быть проведен в рамках полуклассической или квантовой теории [6, 7]. Приближенную оценку можно сделать, используя классическую механику, согласно которой электрон в поле волны имеет среднюю колебательную энергию (в атомных единицах):

$$\mathcal{E}_{\text{кол}} = (1/4)e^2(E/\omega)^2/m_e, \quad (7)$$

где E — среднее значение амплитуды переменного поля за период³⁾. При каждом столкновении с атомом электрон случайным образом изменяет направление своего движения и, тем самым, имеет случайную ориентацию вектора скорости поступательного движения. Вектор скорости колебательного движения имеет два взаимно противоположных направления, поэтому при сложении векторов скорости поступательного и колебательного движения угол θ между ними лежит в интервале от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Соответственно при каждом соударении энергия электрона возрастает на величину порядка $\mathcal{E}_{\text{кол}}$, так как

$$\overline{\Delta\mathcal{E}} = \mathcal{E}_{\text{кол}} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} (1/\pi) \cos \theta d\theta \approx \mathcal{E}_{\text{кол}}. \quad (8)$$

Соответственно выражение для скорости набора энергии электроном имеет вид [6, 7]

$$d\mathcal{E}/dt = 4\pi e^2 m^{-1} v (E/\omega)^2 = 4\pi e^2 m^{-1} n v \sigma_{\text{тр}} (E/\omega)^2, \quad (9)$$

где v — частота столкновений электрона с атомами, $v = n v \sigma_{\text{тр}} = = n v \sigma (1 - \langle \cos \theta \rangle)$, n — плотность атомов, σ — сечение упругого столкновения (рассеяния) электрона атомом, θ — угол рассеяния электрона, $\sigma_{\text{тр}}$ — так называемое транспортное сечение рассеяния⁴⁾. Численные оценки по соотношению (9) показывают, что

при пороговой напряженности поля для оптического пробоя электрону необходимо совершить очень много соударений, для того чтобы увеличить свою энергию до величины порядка потенциала ионизации атома⁵⁾.

Из соотношения (9) видно, что ускорение электрона до заданной кинетической энергии $\mathcal{E}$ определяется тремя параметрами — длительностью действия лазерного излучения τ_L , напряженностью поля излучения E и плотностью нейтральных атомов n . Это те три параметра, которые характеризуют возможность экспериментального возникновения пробоя, о чем говорилось выше. Из соотношения (9) можно получить следующий численный критерий условий ускорения электрона до кинетической энергии, равной потенциалу ионизации нейтрального атома $\mathcal{E} \approx I$:

$$\tau_L n E^2 \approx 10^{23}, \quad (10)$$

где $[\tau_L] = \text{с}$, $[n] = \text{см}^{-3}$, $[E] = \text{В/см}$, а число в правой части равенства получено для $I \approx 10$ эВ и $\hbar\omega \approx 1$ эВ. Из соотношения (10) видно, что условия реализации равенства $\mathcal{E} \approx I$ являются пороговыми по величине любого из трех параметров, входящих в это соотношение при фиксированной величине двух других параметров. Численные оценки по соотношению (10) по порядку величины согласуются с экспериментальными данными⁶⁾.

В заключение надо отметить, что проведенное выше описание процесса ускорения свободного электрона в процессе ряда последовательных столкновений с нейтральными атомами и ионами является упрощенным. При этом были опущены различные явления, которые необходимо принимать во внимание в различных частных случаях. Одно из этих явлений — *прилипание электронов* к нейтральным атомам и молекулам с образованием отрицательных ионов; явление прилипания необходимо учитывать в средах, содержащих электроотрицательные атомы (молекулы) — кислород, органические соединения, галогены [12]. Другое явление — *рекомбинация электронов* с положительными ионами [12]; рекомбинацию необходимо учитывать в тех случаях, когда на конечной стадии достигается высокая степень ионизации нейтральных атомов, т. е. когда высока концентрация ионов. Наконец, надо иметь в виду *потери (диффузию) электронов* из области пространства, в котором локализовано сильное световое поле, т. е. из области фокусировки излучения; диффузию необходимо учитывать при малых размерах области фокусировки (например, при фокусировке одномодового излучения короткофокусными линзами) и при малой плотности газа, когда длина свободного пробега электрона сравнима с размерами области фокусировки излучения.

При обращении к соотношениям (7) — (9) возникает естественный вопрос: как совместить утверждение об увеличении энергии при столкновении на величину $\Delta\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{кол}}$ с представлением об излучении как о потоке фотонов с энергией $\hbar\omega$? Так как колебательная энергия $\mathcal{E}_{\text{кол}} = f(E)$, то, изменяя напряженность поля E , можно реализовать любое соотношение между $\mathcal{E}_{\text{кол}}$ и $\hbar\omega$ —

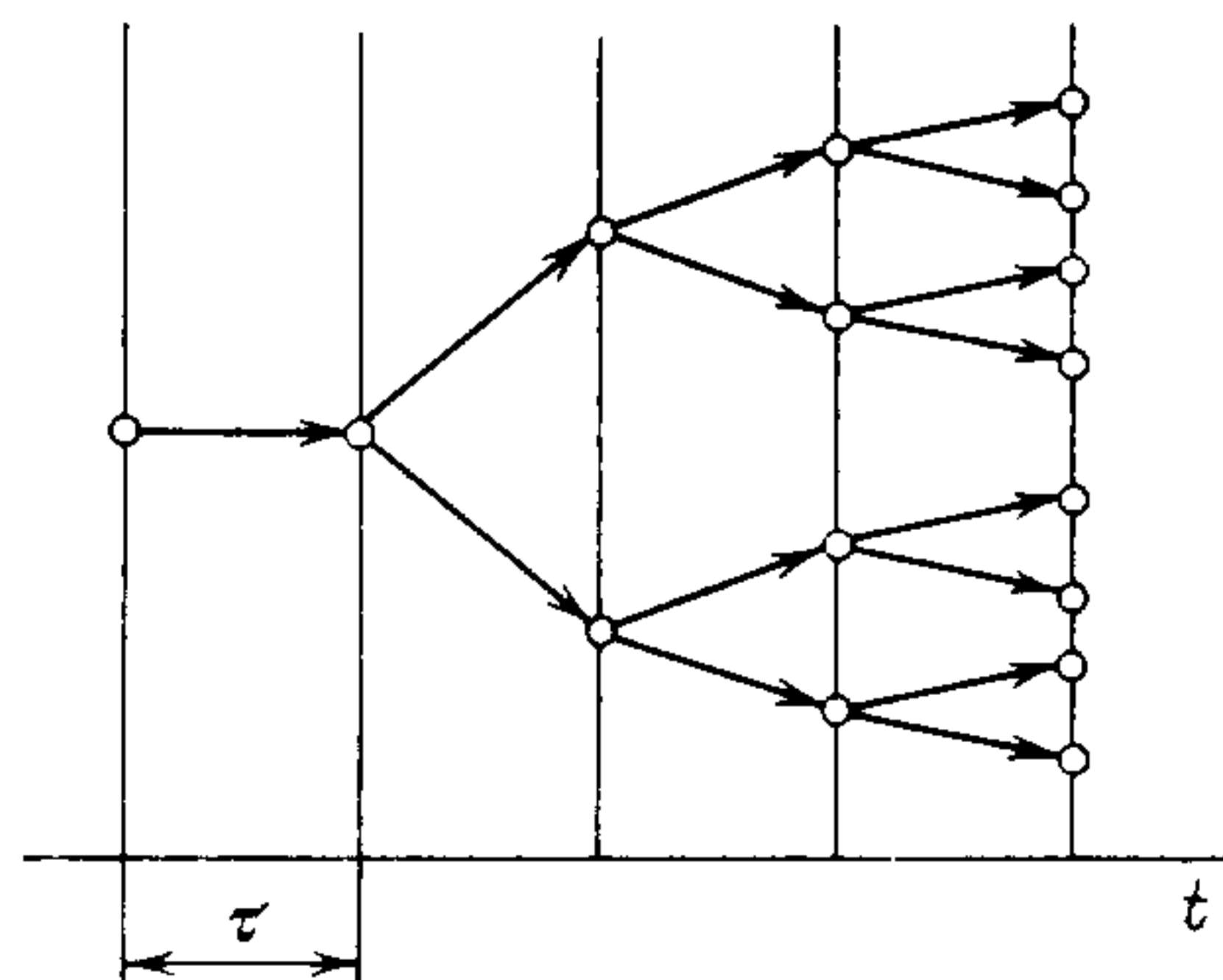
как $\mathcal{E}_{\text{кол}} \ll \hbar\omega$, так и $\mathcal{E}_{\text{кол}} \gg \hbar\omega$. Нет ли противоречия в случае, когда $\mathcal{E}_{\text{кол}} \neq \hbar\omega$? Ответ на эти вопросы достаточно очевиден. Величина $\Delta\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{кол}}$ получена в рамках классической механики. Представление о потоке фотонов с энергией $\hbar\omega$ есть следствие квантовой теории. Следуя основным принципам квантовой механики, можно говорить лишь о вероятности поглощения фотона. Случай $\mathcal{E}_{\text{кол}} \ll \hbar\omega$ должен быть описан в терминах большого числа $N = \hbar\omega/\mathcal{E}_{\text{кол}}$ столкновений, из которых лишь в одном столкновении поглощается фотон с энергией $\hbar\omega$. Это соответствует тому, что в среднем в каждом столкновении поглощается энергия $\Delta\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{кол}}$.

Ионизация нейтральных атомов ускоренными электронами. Очевидным условием ионизации нейтрального атома ускоренным электроном является выполнение закона сохранения энергии $\mathcal{E} \geq I$, где I — потенциал ионизации нейтрального атома. Вероятность ионизации ускоренным электроном определяется эффективным сечением процесса ионизации, которое при энергии электронов, незначительно превышающей потенциал ионизации, порядка геометрического сечения атома ($\pi r_0^2 \sim 10^{-16} \text{ см}^2$).

По мере увеличения энергии свободного электрона при энергиях $\mathcal{E} < I$ в принципе всегда может реализоваться и такой случай, когда при столкновении атом будет возбужден электроном (возбуждение электронным ударом). Когда при очередном столкновении электрон возбуждает атом, то сам электрон при этом теряет энергию и, таким образом, уже не может ионизовать атом. Возбуждение атома является по отношению к ионизации атома конкурирующим процессом, приводящим к уменьшению эффективности процесса ионизации. Возбуждение атома является неупругим столкновением, роль которого можно оценить, сопоставив эффективные сечения упругого и неупругого процессов. Типичное значение сечения упругого столкновения электрона (при энергии $\mathcal{E} \leq I$) с атомом порядка 10^{-15} см^2 , а неупругого — 10^{-17} см^2 . Именно по причине того, что эффективное сечение неупругого столкновения гораздо меньше, электрон с большой вероятностью в ряде последовательных столкновений накапливает энергию, достаточную для ионизации атома.

Вернемся в заключение к интересующему нас случаю, когда атом ионизуется ускоренным электроном. Для дальнейшего рассмотрения очень важно, что процесс ионизации превращает один (ионизирующий) электрон в два свободных электрона, т. е. происходит размножение свободных электронов. Процесс размножения свободных электронов при ионизации атомов лежит в основе развития электронной лавины.

Развитие электронной лавины. Электронная лавина является давно и хорошо изученным процессом, приводящим к ионизации газа начальным свободным электроном в присутствии постоянного внешнего электрического поля. Двигаясь во



1. Схема лавинного размножения электронов во времени

внешнем поле, электрон набирает энергию, ионизует нейтральный атом, в результате чего образуются два электрона, которые ускоряются полем, затем каждый из них ионизует два атома и т. д. (рис. 1). Таким образом, в ряде последовательных шагов, в каждом из которых число электронов удваивается, возникает электронная лавина. Электронная лавина используется в детекторах заряженных частиц в качестве так называемого газового уси-

ления начального числа образованных ионов (пропорциональные и гейгеровские счетчики [13]).

Основное уравнение, описывающее развитие электронной лавины, имеет следующий вид:

$$N_e = N_0 2^m = N_0 2^{t/\tau}, \quad (11)$$

где N_0 — начальное число электронов, m — число шагов развития лавины, τ — характерное время одного шага лавины (время ускорения электрона до кинетической энергии $\mathcal{E} \geq I$), τ_d — длительность импульса излучения лазера. Из (11) видно, что число электронов в лавине N_e слабо (линейно) зависит от начального числа электронов N_0 , так как основное число электронов образуется на последних шагах лавины. Соотношение (11) позволяет оценить параметры электронной лавины, возникающей при оптическом пробое газа. Оценки, сделанные для типичных условий реализации пробоя⁷⁾ показывают, что характерное время одного шага лавины того же порядка величины, как и время, за которое электрон набирает энергию, необходимую для ионизации. Таким образом, разделение на процесс ускорения электрона и процесс развития лавины носит условный характер, электроны все время ускоряются в процессе развития лавины.

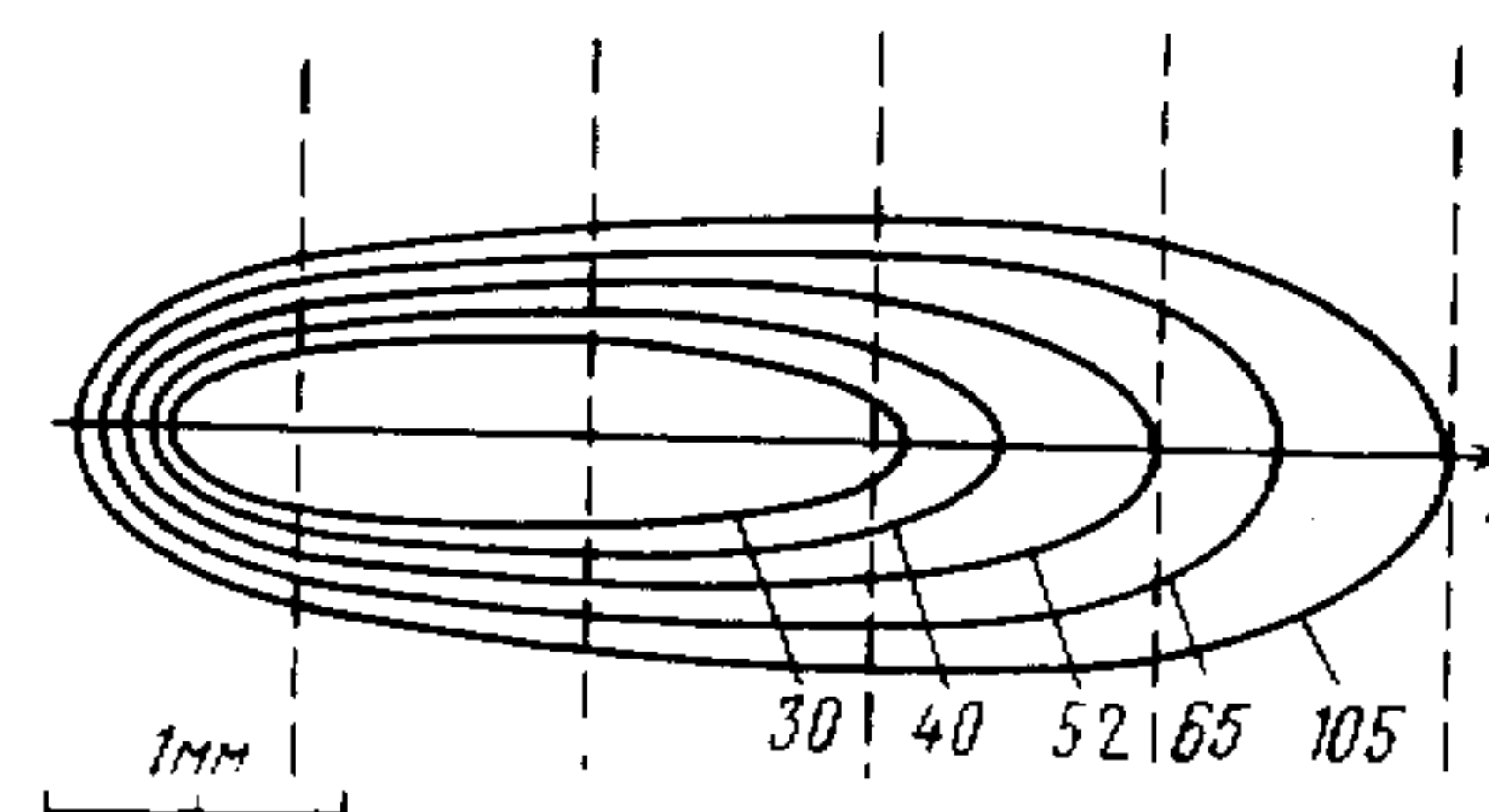
Из соотношения (11) ясно, что за счет развития электронной лавины может реализоваться критическая плотность электронов в газе.

4. Динамика плазмы, образованной в результате ионизации газа. Электроны, образованные за счет развития электронной лавины или путем нелинейной ионизации газа, продолжают приобретать энергию от внешнего поля за счет обратного тормозного эффекта. Увеличение энергии электронов происходит до тех пор, пока не возникает критическая плотность и излучение перестает проникать в плазму, отражаясь от нее. При большой плотности плазмы время обмена энергией между нагретыми электронами и ионами (время термализации плазмы) весьма мало, так что за

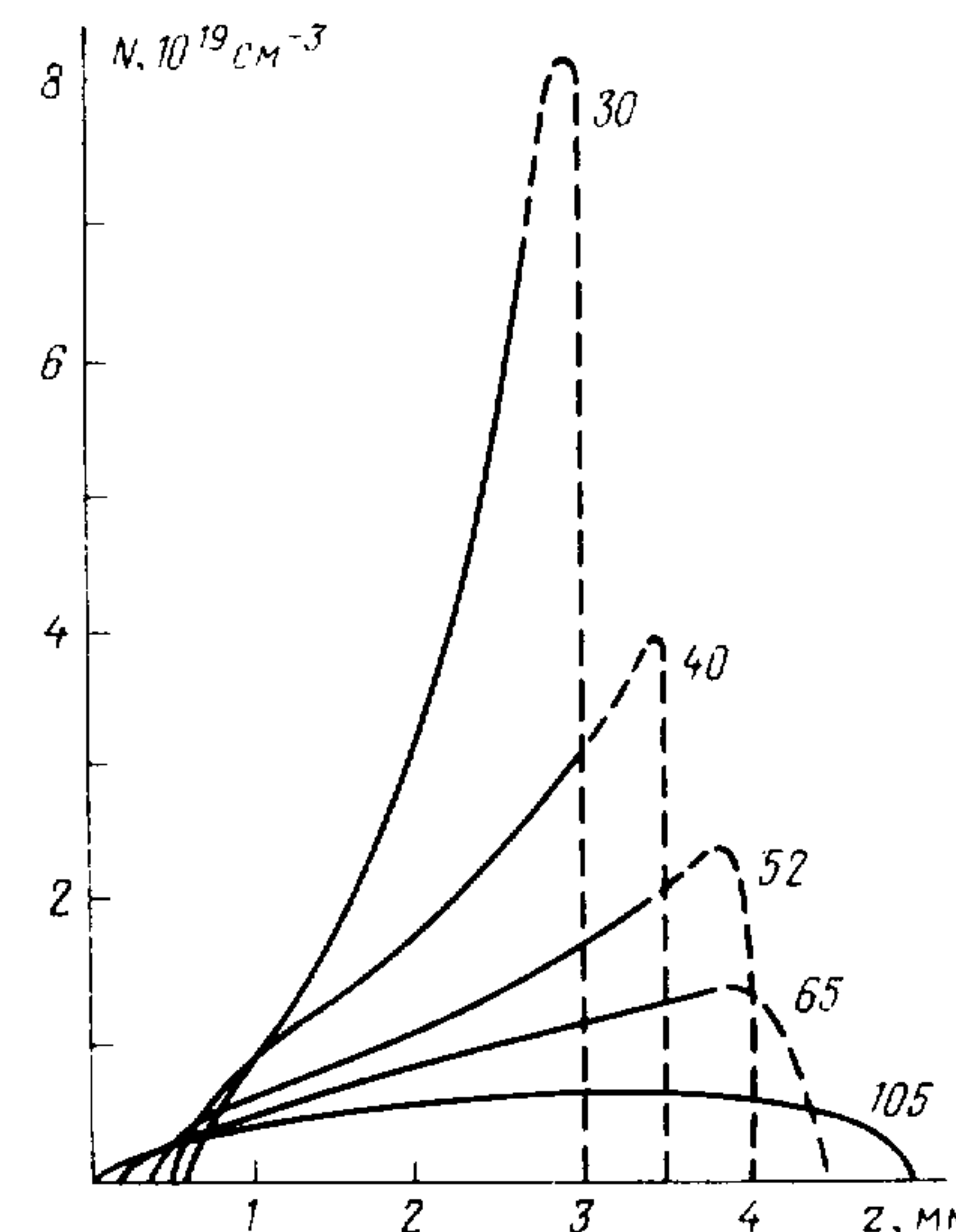
время нагрева электронов (т. е. за время лазерного импульса) плазма термализуется (лекция 22).

Процесс поглощения лазерного излучения, нагрева и расширения плазмы весьма сложен. Этот процесс обсуждается в лекциях 21 и 22 на примере взаимодействия лазерного излучения с непрозрачными твердыми телами. В обоих случаях, при ионизации газа и при ионизации испарившегося твердого тела (например, металла), образуется плазма, с которой взаимодействует лазерное излучение. Поэтому в определенной мере можно не интересоваться предысторией процесса образования плазмы. Процесс взаимодействия лазерного излучения с плазмой, образованной в области фокусировки излучения в газ, здесь рассматриваться не будет. Необходимые общие сведения о взаимодействии излучения с плазмой можно почерпнуть в лекциях 21 и 22, а также в [6, 7, 14].

Расчет доли энергии лазерного излучения, поглощенной плазмой, образующейся в области фокусировки излучения, также достаточно сложен, так как по мере увеличения плотности плазмы и приближения к критической плотности коэффициент поглощения изменяется сначала увеличиваясь, а потом уменьшаясь. Однако простейшая интегральная оценка позволяет объяснить экспериментально наблюдаемую температуру плазмы. Этой температуре $T \sim 10^7$ К соответствует кинетическая энергия элек-



2. Схема эволюции фронта плазмы в оптическом пробое в воздухе. Цифры на кривых — время от начала пробоя в наносекундах. Длительность импульса лазерного излучения $\tau_d \approx 30$ нс [6]



3. Распределение электронной плотности вдоль оси z (см. рис. 2). Цифры на кривых — время от начала пробоя в наносекундах [6]

тронов $\mathcal{E} \sim 10^3$ эВ. Если сопоставить эту величину с энергией в импульсе излучения и числом электронов в объеме фокусировки лазерного излучения, то легко оценить, что достаточно поглощения малой доли излучения для нагрева плазмы⁸⁾.

Плазма, образованная и нагретая в области фокусировки лазерного излучения, в нейтральном газе быстро расширяется. Рас-

ширение плазмы может быть обусловлено различными механизмами в зависимости от конкретных условий возникновения пробоя [6, 7, 14].

Во-первых, расширение плазмы может быть обусловлено гидродинамическим механизмом, в основе которого лежит большое давление, возникающее в области фокусировки излучения при нагревании плазмы. Другой причиной может быть движение волны пробоя, т. е. увеличение области развития лавины при увеличении мгновенного значения мощности излучения на фронте импульса излучения. Наконец, расширение может определяться радиационным механизмом, в основе которого лежит нагрев газа тепловым излучением, испускаемым горячей плазмой из области фокусировки лазерного излучения. Эти механизмы в каждом конкретном случае объясняют как скорость расширения и размеры плазмы, так и видимое свечение плазмы, возникающее при релаксации остывающей плазмы.

На рис. 2 и 3 в качестве иллюстрации приведены результаты эксперимента, в котором по данным голограмм получена информация о динамике расширения плазмы и об изменении электронной концентрации в ней при оптическом пробое в воздухе. Из этих данных видно, что в основном плазма расширяется навстречу лазерному излучению.

* * *

Выше был кратко рассмотрен наиболее простой и наиболее хорошо изученный случай пробоя атомного газа лазерным излучением видимого диапазона частот. Однако явление оптического пробоя возникает в широком классе различных сред (газах, жидкостях, прозрачных твердых телах) под действием лазерного излучения во всем реализованном диапазоне частот от ближнего ультрафиолетового до инфракрасного излучения. Для разных сред и разных частот излучения имеются свои особенности в процессе пробоя, однако главные черты этого явления остаются неизменными — исходно прозрачная нейтральная среда ионизируется, образуется плазма, и если ее плотность достигает значительной, близких к критическому, то лазерное излучение эффективно поглощается в плазме, нагревая ее до высокой температуры.

Явление оптического пробоя играет существенную роль при распространении мощного лазерного излучения через прозрачные среды. Самофокусировка излучения (лекция 14), увеличивающая его интенсивность, приводит к пробоям и деструкции среды — это типичный механизм, ограничивающий распространение мощного лазерного излучения в стеклах и кристаллах (лекция 18), в том числе и в активных элементах мощных лазеров. Резюмируя, следует признать, что явление оптического пробоя, как и явление самофокусировки, в основном является негативным явлением, ограничивающим возможности транспортировки лазерного излучения через прозрачные среды. Однако известны отдельные случаи, когда оптический пробой находит полезное применение при решении ряда технических задач.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Размеры области фокусировки лазерного излучения в газ. Если предположить, что используется одномодовое лазерное излучение, а расходимость простейшей аксиальной поперечной моды определяется дифракцией, то размер кружка фокусировки излучения порядка $r \sim \alpha f$, где α — расходимость излучения, f — фокусное расстояние фокусирующей линзы. При $\alpha \sim 10^{-3}$ и $f \sim 3$ см $r \sim 30$ мкм. Полагая, что размер области фокусировки по оси оптической системы $l \approx 10r \approx 3 \cdot 10^2$ мкм, получаем для объема области фокусировки оценку $V \approx r^2 l \approx 3 \cdot 10^5$ мкм $\approx 10^{-6}$ см³.

2. Вынужденный эффект Комптона. Хотя обычный (спонтанный) эффект Комптона не играет существенной роли в световом диапазоне частот, такую роль может играть *вынужденный эффект Комптона*. Это процесс, заключающийся в поглощении электроном фотона с частотой ω_1 и волновым вектором k_1 и вынужденном испускании фотона с частотой ω_2 и волновым вектором k_2 . При этом электрон приобретает энергию $\hbar(\Delta\omega) = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$. В результате применения законов сохранения энергии и импульса, условие реализации вынужденного эффекта Комптона приобретает вид [9]

$$\Delta\omega/\omega = [(T_e/m_e c^2)\Delta\Omega]^{1/2},$$

где T_e — температура свободных электронов, Ω — телесный угол, в котором распространяется лазерное излучение. Скорость увеличения энергии электрона описывается при этом выражением [10]

$$d\mathcal{E}/dt = (2\pi r_0^2/m_e \omega^2) (\Delta\Omega/\Delta\omega) E^4.$$

Зависимость $d\mathcal{E}/dt \propto E^4$ обусловлена тем, что оба фотона, как падающий (ω_1, k_1), так и рассеянный (ω_2, k_2) — из пучка лазерного излучения. При оптимальном соотношении $\Delta\Omega/\Delta\omega$, т. е. при максимальном Ω (при фокусировке излучения короткофокусной линзой) электрон набирает энергию в 10 эВ, необходимую для ионизации при выполнении соотношения: $\tau_L E^4 \sim 10^{25}$, где τ_L — длительность импульса излучения в секундах, а E — напряженность поля излучения в В/см. Из этого соотношения видно, что при стандартной длительности импульса излучения лазера с модулированной добротностью ($\tau_L \sim 10^{-8}$ с) необходима напряженность поля $E \sim 10^8$ В/см. Эта величина на два порядка превышает типичный порог пробоя воздуха. Таким образом, вынужденный эффект Комптона, как и спонтанный эффект Комптона, не играет роли в увеличении кинетической энергии свободных электронов на пороге пробоя газа излучением видимого диапазона частот.

3. Колебательная энергия свободного электрона в поле волны. На свободный электрон (заряд e) со стороны внешнего поля $E = E_0 \cos \omega t$ действует сила eE . Под действием этой силы электрон движется, причем его движение носит колебательный характер $A \cos \omega t$, где амплитуда колебаний $A = eE_0/m_e \omega^2$. При этом амплитуда скорости движения электрона $u = eE_0/m_e \omega$, а средняя (за период) кинетическая энергия колебаний

$$\bar{\mathcal{E}}_{\text{кол}} = (1/2) (m_e u^2/2) = (1/4) e^2 m_e^{-1} (E/\omega)^2.$$

4. Учет частоты столкновений электрона с атомами. Соотношение (9) справедливо лишь для случая редких столкновений, когда $v \ll \omega$. В этом случае между столкновениями электрон успевает раскачаться полем, так что его колебательная энергия к последующему столкновению определяется соотношением (7). Если $v \gtrsim \omega$, то электрон не успевает раскачаться. При этом $\mathcal{E}_{\text{кол}} = (1/4) E^2/(\omega^2 + v^2)$, т. е. меньше, чем в предыдущем случае.

5. Численные характеристики процесса ускорения электрона. В поле излучения светового диапазона частот ($\hbar\omega \approx 1$ эВ $\approx 10^{-1}$ ат. ед.) при напряженности, соответствующей порогу пробоя воздуха ($E \approx 5 \cdot 10^6$ В/см $\approx 10^{-3}$ ат. ед.), колебательная энергия электрона $\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx (E/\omega)^2 \approx 10^{-4}$ ат. ед. $\approx 10^{-3}$ эВ. Соответственно электрону необходимо совершить

$\hbar\omega/\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx 10^3$ столкновений для поглощения одного фотона и $I/\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx 10^4$ столкновений для увеличения своей энергии до $I \approx 10$ эВ. Из соотношения (9) легко оценить время, за которое электрон приобретает энергию, достаточную для ионизации. Если положить, что сечение упругого столкновения $\sigma \approx 10^{-15}$ см², а скорость электрона в среднем порядка $v \approx 10^8$ см/с, то в газе при атмосферном давлении ($n_A \approx 10^{19}$ см⁻³) частота столкновения $\nu \approx n_A v \sigma \approx 10^{12}$ с⁻¹. При этом энергия $\mathcal{E} \approx 10$ эВ будет достигаться электроном за время $\Delta t \approx 10^{-8}$ с.

6. Критерий условий реализации пробоя. Критерий $En_{\text{тл}} \sim 10^{23}$ для пробоя воздуха видимым излучением наносекундной длительности ($\tau_{\text{л}} \approx 10^{-8}$ с), для пороговой напряженности поля $E \approx 5 \cdot 10^6$ В/см дает плотность воздуха $n \approx 10^{18}$ см³, что соответствует давлению $p \approx 10^{-1}$ атм ≈ 100 Тор. Это давление по порядку величины соответствует экспериментальным данным.

7. Параметры электронной лавины. Будем исходить из характеристик пробоя, рассмотренных выше: излучение оптического диапазона частот; объем области фокусировки излучения $V \approx 10^{-6}$ см³; длительность импульса излучения $\tau_{\text{л}} \approx 30$ пс; газ — воздух при атмосферном давлении, $n_A \approx 10^{20}$ см⁻³. Для возникновения пробоя требуется 100 %-ная ионизация воздуха, т. е. $n_e \approx 10^{20}$ см⁻³ и $N_e = n_e V = 10^{14}$ электронов в единице объема фокусировки. Если в этом объеме образуется $N_0 = 1$ начальных электронов, то уравнение лавины (11) имеет в данном случае вид $10^{14} = 2^m$. Из этого равенства следует число шагов лавины $m = 45$. Исходя из длительности лазерного импульса, определяем постоянную лавины $\tau = \tau_{\text{л}}/m \approx 1$ пс. За время τ электрон должен набрать энергию $\mathcal{E} \geq I$. Сопоставляя это время со временем набора энергии электроном за счет антитормозного поглощения⁵⁾, видим, что эти времена находятся в разумном согласии друг с другом.

8. Оценка температуры плазмы в области фокусировки лазерного излучения. Как и в других оценках, предположим, что плотность газа равна $n_A \approx 10^{19}$ см⁻³, объем области фокусировки излучения $V \approx 10^{-6}$ см³ и, следовательно, число атомов в этом объеме $N = 10^{13}$. При 100 %-ной ионизации число электронов в этом объеме $N_e = 10^{13}$. Положим энергию излучения ($\hbar\omega \approx 1$ эВ) импульсного лазера $Q = 1$ Дж $\approx 10^{19}$ эВ. Температура плазмы $T \approx 10^7$ К соответствует энергии электронов $\mathcal{E} \approx 10^3$ эВ. Для того чтобы электроны имели эту температуру в рассмотренном примере, необходимо поглощение $[Q/N_e \mathcal{E}]^{-1} = 10^{-3}$ от энергии излучения в импульсе лазера.

На самом деле поглощается значительно большая доля излучения, так как объем, занятый плазмой, существенно увеличивается как во время ее образования, так и в дальнейшем, при разлете плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976. — § 157.
2. Вавилов С. И. Микроструктура света. — М.: Изд-во АН СССР, 1950.
3. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Нелинейная оптика атомарных газов. — М.: Наука, 1986. — § 3.7.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Физматгиз, 1960.
5. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах: Пер. с англ./Под ред. М. С. Рабиновича. — М.: Мир, 1969.
6. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
7. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
8. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1980. — § 86.
9. Бункин Ф. В., Казаков А. Е., Федоров М. В. // УФН. — 1972. — Т. 102. — С. 559.
10. Peyraud P. // J. De Phys. — 1968. — V. 29. — P. 88, 306, 876.
11. Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Излучательные процессы в атомной физике. — М.: Высшая школа, 1983. — § 1.1.

12. Френсис Г. Ионизационные явления в газах: Пер. с англ./Под ред. А. И. Настюхи и Н. Н. Семашко. — М.: Атомиздат, 1964.
13. Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики: Пер. с англ./Под ред. Г. Б. Жданова. — М.: ИЛ, 1951.
14. Островская Г. В., Зайдель А. Н. // УФН. — 1973. — Т. 111. — С. 579.

Лекция 17. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ

Тепловой механизм возбуждения звука в жидкости. Возбуждение звука при испарении жидкости. Оптический пробой в жидкости. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна

Эта лекция посвящена некоторым аспектам взаимодействия лазерного излучения с жидкостями. Прозрачные жидкости ничем качественно не отличаются от других прозрачных сред и потому к ним относятся многие заключения, сделанные в предыдущей лекции. В первую очередь это относится к линейному и нелинейному поглощению, законам Бугера и Бера (лекция 16), а также к тем конкретным нелинейно-оптическим явлениям, которые рассматривались в лекциях 11—14. В той же мере это относится и к явлению пробоя, обсуждавшемуся в предыдущей лекции.

Однако жидкости существенно отличаются от других прозрачных сред, газообразных и твердых, как индивидуальными свойствами составляющих их молекул, так и свойством изменения плотности активных молекул в исключительно широких пределах. Одним хорошо известным примером является нитробензол, в котором особенно велик ориентационный эффект Керра (лекция 9), обуславливающий необходимые условия для возникновения самофокусировки (лекция 14). В качестве другого столь же хорошо известного примера можно привести медный купорос, изменяя концентрацию которого, можно изменять коэффициент поглощения излучения рубинового лазера на много порядков величины.

В этой лекции не будут рассматриваться эти традиционные проблемы несмотря на большой общезначительный интерес к ним и их существенное значение для практики. Здесь будет рассмотрен новый вопрос — возбуждение звука в жидкости лазерным излучением, т. е. современный аспект *оптико-акустического эффекта*.

Оптико-акустический эффект известен уже более ста лет. В долазерную эпоху он сводился к наблюдению пульсации давления в замкнутом объеме газа, при облучении его модулированным во времени световым потоком¹⁾. В 40-е гг. XX столетия он нашел широкое применение как метод оптико-акустической спектроскопии [1]. Использование лазерного излучения существенно расширило возможности этого метода [2].

При взаимодействии лазерного излучения с прозрачными средами возникает широкий круг различных явлений, приводящих к возбуждению упругих колебаний среды в очень большом

диапазоне частот от *инфразвука* до *гиперзвука*²⁾. Это, во-первых, импульсный локальный нагрев среды излучением, приводящий к повышению в ней давления, и, во-вторых, процесс вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) (лекции 10 и 13), т. е. взаимосвязь волн оптической и звуковой частоты через явление электрострикции (лекция 9). В свою очередь, в основе локального импульсного нагрева жидкости могут лежать три различных механизма — это нагрев без изменения агрегатного состояния, испарение и оптический пробой (лекция 16). Таким образом, с появлением лазерного излучения оптико-акустический эффект наполнился новым содержанием и соответственно появились новые области применения этого эффекта, а также новые явления, обусловленные этим эффектом.

Классифицируя эти новые явления, можно разделить их на пассивные и активные. К пассивным относится возбуждение звука в прозрачных средах при распространении в них лазерного излучения. Это звуковые волны, которые возбуждаются при нагревании и испарении локальных непрозрачных примесей и соответственно при локальном увеличении давления в стеклах и кристаллах, а также при оптическом пробое, инициированном этими примесями. Подобные явления в твердых телах обсуждаются в лекции 18. Это также звуковые волны, возбуждаемые при возникновении явления ВРМБ. В обоих случаях звук, возбуждаемый лазерным излучением в прозрачных диэлектриках, сам по себе может приводить к разрушению среды, если амплитуда звуковой волны будет больше предела упругости данной среды. Кроме того, возникновение ВРМБ приводит к перекачке энергии из волны лазерного излучения в звуковую волну, т. е. к уменьшению интенсивности лазерного излучения.

К активным явлениям относится специально организованное *локальное поглощение лазерного излучения* в объеме или на поверхности жидкости, приводящее к ее нагреву, испарению или к возникновению пробоя и, тем самым, к возбуждению звука. Это различного типа лазерные источники звука, для оптимизации эффективности которых излучение обычно фокусируется. Лазерные источники звука в жидкости успешно конкурируют с источниками других типов (электрические разряды [3], подводные взрывы [4]) как по мощности звуковых волн, так и по ряду других параметров (управляемость, бесконтактность).

Подавляющее количество материала, экспериментального и теоретического, относящегося к возбуждению звука лазерным излучением, получено для жидких сред и, в первую очередь, для воды. Поэтому ниже также будет идти речь в основном о жидкостях и воде. Общим вопросам взаимодействия лазерного излучения с жидкостями посвящен обзор [5].

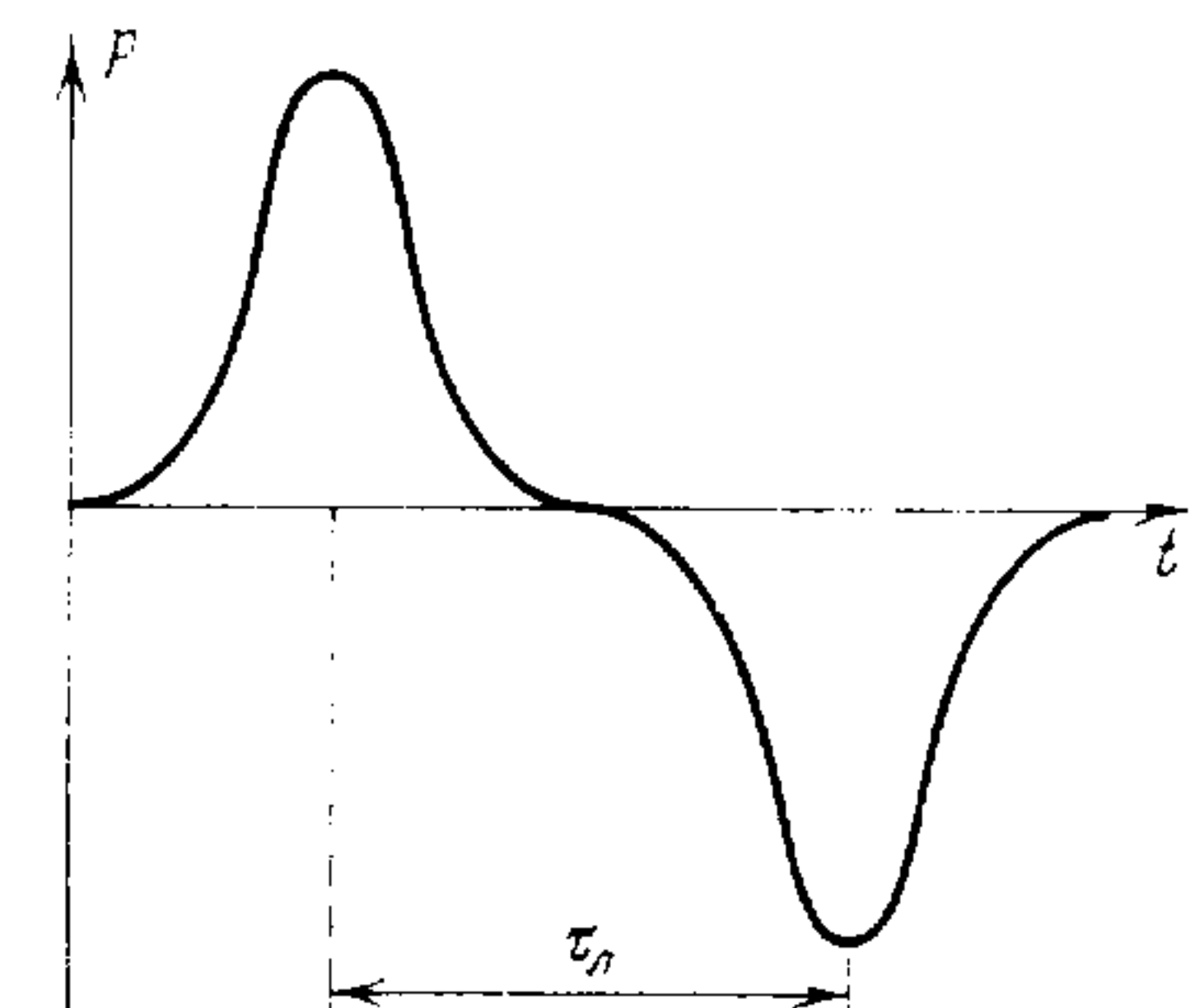
1. Тепловой механизм возбуждения звука в жидкости. Будем рассматривать процесс возбуждения звука в жидкости при фокусировке импульсного лазерного излучения внутри ее объема. В этом разделе ограничимся тем случаем, когда под действием излучения исходное агрегатное состояние — жидкость — не изме-

няется, действие излучения сводится к его поглощению, нагреву жидкости, изменению в ней давления и возбуждению звуковых волн. Процесс возбуждения звуковых волн при локальном (в пределе точечном) изменении давления в среде является классической задачей гидродинамики [6]. Среда в виде жидкости представляет собой наиболее простой вариант этой задачи, так как в жидкости, в отличие от твердого тела, возбуждаются лишь продольные волны [7]³⁾. Как уже говорилось выше, детально исследованы и описаны два конкретных варианта локального возбуждения давления в жидкости — электрический разряд [3] и взрыв [4]. Специфика локального возбуждения давления лазерным излучением заключается в процессе поглощения лазерного излучения в жидкости и в разнообразии временных характеристик этого процесса, обусловленном разнообразием в длительности импульсов лазерного излучения (от пикосекундных до микросекундных импульсов). С точки зрения практики существенное значение имеет коэффициент трансформации световой энергии в энергию звука.

Рассмотрим простейшую модель, когда импульсное лазерное излучение длительностью τ_L фокусируется внутри жидкости в сферической области радиуса R . Будем интересоваться только этой областью и пренебрежем потерями энергии лазерного излучения на пути его распространения до этой области. Часть энергии лазерного излучения поглощается в этой области, нагревает жидкость, которая за время τ_r расширяется, образуется область отрицательного давления. Таким образом, из области фокусировки излучения распространяются сферические волны сжатия и разрежения (рис. 1).

Сделаем два упрощающих предположения: полностью пренебрежем вязкостью среды (т. е. пренебрежем затуханием звука

1. Зависимость давления p в жидкости вдали от точки фокусировки лазерного излучения как функция времени; τ_L — длительность импульса лазерного излучения; в общем случае вместо τ_L фигурирует величина $\max(\tau_L, R/v)$



при его распространении в среде от нагреваемой области) и пренебрежем теплопроводностью среды (т. е. пренебрежем потерями тепла из нагреваемой области). При выполнении этих предположений звуковое давление в среде p описывается неоднородным волновым уравнением вида [8, 9]

$$\Delta p - (1/v^2) (\partial^2 p / \partial t^2) = -\beta c_p^{-1} (\partial Q / \partial t), \quad (1)$$

где v — скорость звука в среде, β — коэффициент объемного расширения, а c_p — удельная теплоемкость среды, Q — энергия излучения, поглощенная в объеме $V \approx R^3$ и перешедшая в тепло. Решение этого уравнения требует задания начальных и граничных условий для p , а также явного вида зависимости $\partial Q/\partial t$.

Начальные и граничные условия могут быть заданы в следующей достаточно очевидной форме:

$$p(r, t=0)=0; \quad p(r \rightarrow \infty, t)=0, \quad (2)$$

где время t отсчитывается от начала лазерного импульса. Отметим, что второе условие не противоречит принятому выше пренебрежению вязкостью среды (т. е. отсутствием затухания звука при его распространении в среде); оно является следствием геометрии рассматриваемой модели, согласно которой звуковая волна является расходящейся сферической волной. Зависимость $Q(t)$ аналогична зависимости $\mathcal{P}(t)$, где $\mathcal{P}$ — мощность лазерного излучения.

При решении уравнения (1) естественно выделить два случая исходя из соотношения размера нагреваемой области R и расстояния, на которое распространяется звук за время действия излучения ($v\tau_{\text{л}}$). В первом случае за время действия излучения $\tau_{\text{л}}$ звук не успевает распространиться за границу нагреваемой области, т. е. $v\tau_{\text{л}} < R$. При этом за время действия излучения давление увеличивается лишь в той области пространства, где поглощается излучение, т. е. при $r \leq R$. Во втором случае за время $\tau_{\text{л}}$ звук распространяется за границу нагретой области, т. е. $v\tau_{\text{л}} > R$. При этом давление, возникающее в среде под действием лазерного излучения, распространяется на гораздо больший объем $\approx (v\tau_{\text{л}})^3$ по сравнению с первым случаем, когда объем $\approx R^3$. Так как для фиксированной среды скорость звука v есть фиксированная величина, то эти два случая различаются лишь длительностью импульса лазерного излучения $\tau_{\text{л}}$. Первый случай соответствует короткому импульсу излучения, а второй случай — длинному импульсу⁴.

Решение уравнения (1) для короткого импульса излучения ($v\tau_{\text{л}} < R$), а конкретно для предельного случая мгновенного нагрева области R , имеет вид

$$p(\tau_{\text{л, min}}) \approx (\beta Q/c_p r) (v/R)^2. \quad (2)$$

Решение для длинного импульса излучения ($v\tau_{\text{л}} > R$) имеет вид

$$p(\tau_{\text{л, max}}) \approx (\beta Q/c_p r) (1/\tau_{\text{л}})^2. \quad (3)$$

Из сопоставления (2) и (3) видно, что отношение звуковых давлений описывается выражением

$$p(\tau_{\text{л, min}})/p(\tau_{\text{л, max}}) \approx (v\tau_{\text{л}}/R)^2, \quad (4)$$

из которого следует, что при фиксированном значении поглощенной энергии Q и фиксированной среде (β, c_p, v) при длин-

ном импульсе излучения ($v\tau_{\text{л}} > R$) давление в $R/v\tau_{\text{л}}$ раз меньше, чем при коротком импульсе ($v\tau_{\text{л}} < R$) излучения.

Энергия звуковых колебаний $Q_{\text{зв}} \sim p^2 \sim \mathcal{P}^2 \sim Q^2$. Коэффициент трансформации света в звук пропорционален мощности лазерного излучения, и в соответствии с использованным выше приближением энергии в импульсе излучения $\eta = Q_{\text{зв}}/Q \sim Q$. При оценках максимального звукового давления в жидкости, возникающего в результате локального ее нагрева сфокусированным лазерным излучением, необходимо, чтобы объемная плотность поглощенной энергии излучения не превышала величину скрытой теплоты испарения жидкости, так как исходно предполагалось, что происходит нагревание среды без изменения фазового состояния⁴).

Оценки показывают, что если оптимизировать все условия возбуждения звука при локальном нагревании жидкости сфокусированным лазерным излучением, то на расстоянии $r \approx 1$ см от области фокусировки можно осуществлять амплитуду звукового давления $p \approx 0,1-1,0$ атм⁵). Это достаточно большая величина, позволяющая использовать метод лазерного нагрева для широкого класса различных экспериментов. Лазерный источник звука представляет собой объемную излучающую антенну, которая в научной литературе именуется *термоакустической антенной* [10].

Проведенное выше рассмотрение соответствует линейной теории теплового расширения среды. Действительно, только в рамках линейной теории в правой части уравнения (1) величины β и c_p можно считать постоянными. В общем случае необходимо учитывать зависимость термодинамических характеристик среды (β, c_p) от температуры, т. е. перейти от линейной теории к нелинейной. Количественный анализ показывает, что уже при умеренных значениях Q нелинейные эффекты могут быть не малы [11], они в основном сводятся к изменению зависимости давления от времени, которая из симметричной превращается в асимметричную, с более крутым передним фронтом.

До сих пор обсуждался процесс возбуждения звука. Теперь кратко остановимся на процессе распространения звуковых волн. Исходное предположение о малости эффекта затухания звука при его распространении (возможность пренебрежения вязкостью среды) приводит к ограничениям на частоту звука сверху [6]:

$$\Omega \ll v^2/\kappa, \quad \Omega \ll v^2/\gamma, \quad (5)$$

где κ — температуропроводность, а γ — кинематическая вязкость жидкости. С другой стороны, частота звука ограничена и снизу неравенствами [6]

$$\Omega \gg \kappa/R^2, \quad \Omega \gg \gamma/R^2, \quad (6)$$

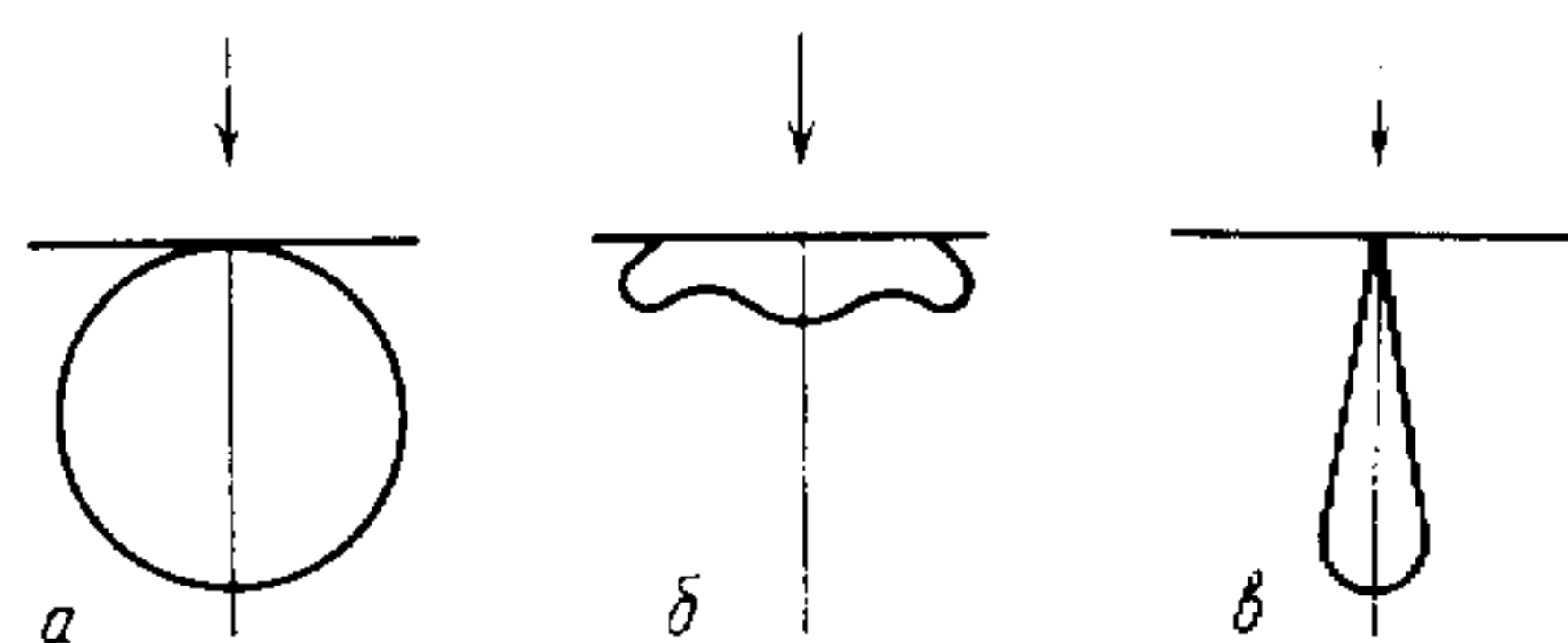
являющимися условием того, что за период звуковой волны механические напряжения в среде не диссипируют.

Численные оценки по соотношениям (5) и (6) показывают, что они не противоречивы и есть большой диапазон размеров

области тепловыделения R , при которых могут возбуждаться звуковые волны в широком диапазоне частот Ω .

В настоящее время накоплен большой экспериментальный материал, относящийся к процессу объемного возбуждения звука лазерным излучением в жидкости. Экспериментальные данные в целом удовлетворительно описываются приведенными выше соотношениями [8—11]. Лазерное возбуждение звука нашло широкое применение в оптико-акустической спектроскопии [2]. По сравнению с немонохроматическим излучением лазерное излучение ввиду его высокой монохроматичности позволило превратить долазерный оптико-акустический метод в селективный метод, в основе которого лежит селективное возбуждение атомов и молекул излучением (лекции 4 и 7).

Для практики большое значение имеет случай поверхностного возбуждения звука в жидкости, который по основным закономерностям весьма близок к рассмотренному выше случаю объемного возбуждения. При описании поверхностного возбуждения геометрию обычно можно полагать двумерной — пучок лазерного излучения падает из воздуха на поверхность жидкости; поперечный размер пучка гораздо больше глубины l , на которой поглощается основная доля излучения ($l \sim \mu^{-1}$, где μ , как и ранее, — показатель поглощения). Случай поверхностного возбуждения звука также детально исследован экспериментально [10]. Он представляет большой практический интерес как эффективный метод дистанционного возбуждения звука в жидкости [10]. Интересной особенностью этого метода является возможность, изменяя размер светового пятна на поверхности и подбирая волновое число для звуковой волны и коэффициент поглощения света в жидкости, изменять диаграмму направленности звука в очень широких пределах (рис. 2) [14].



2. Направленность звука при его поверхностном возбуждении лазерным излучением. Характер диаграммы направленности термоакустической антенны определяется тремя параметрами, указанными в тексте

2. Возбуждение звука при испарении жидкости. Для того чтобы возникло испарение жидкости, необходимо превышение энергии излучения, поглощенной в единице объема жидкости $\partial Q/\partial V$, над удельной скрытой теплотой испарения. Оценка, сделанная в 4) для предельной энергии, которая может быть поглощена в отсутствие испарения, показывает, что режим испарения легко может быть реализован при использовании излучения стандартных импульсных лазеров. Аналогичный вывод следует и из оценок для случая поверхностного возбуждения звука.

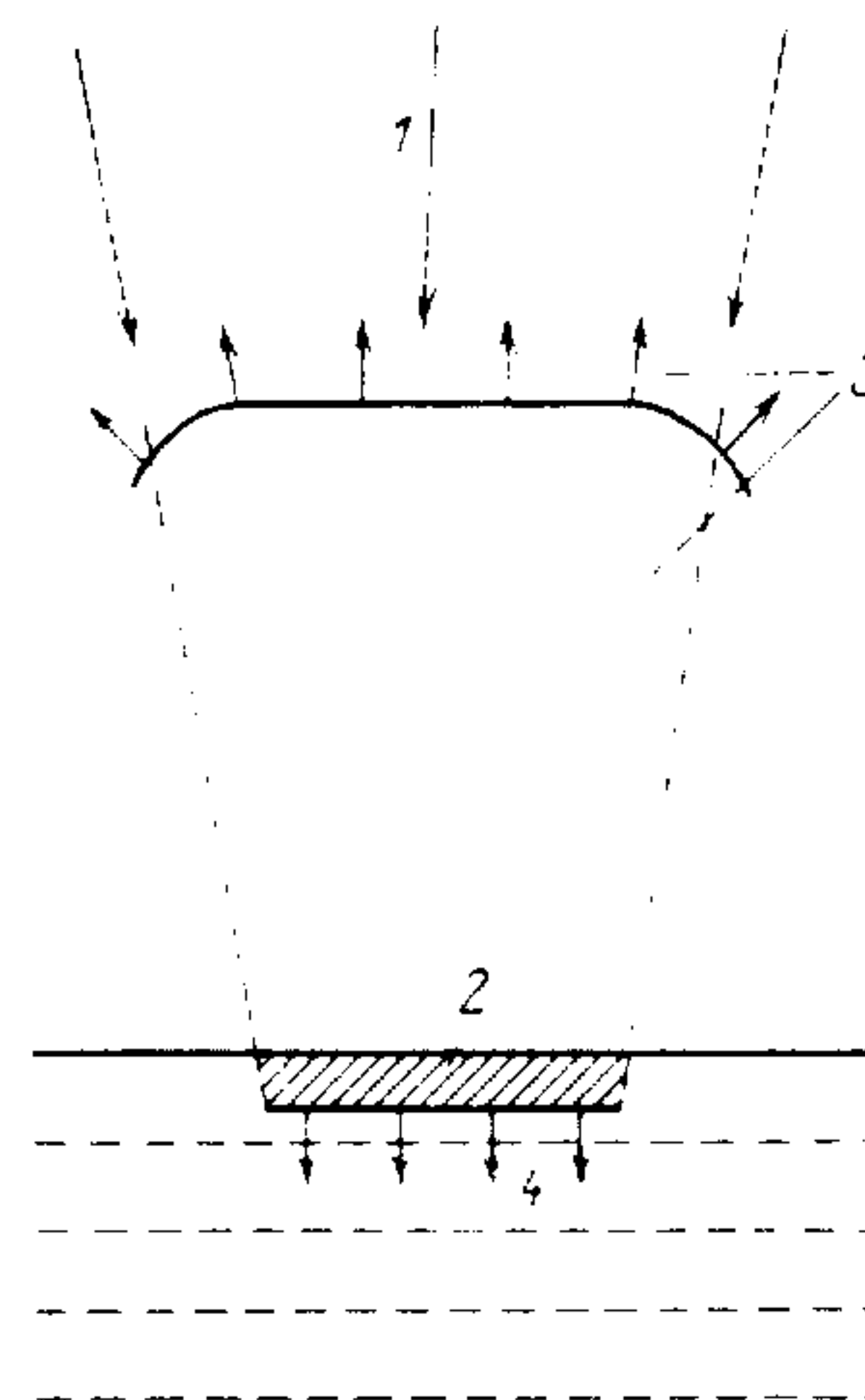
Если в случае нагревания среды время, за которое формируется импульс давления, есть длительность лазерного импульса

($\tau_{\text{л}}$), то в случае испарения это не так. Время установления процесса испарения определяется отношением энергии, которая должна быть поглощена для испарения $Q_{\text{исп}} = \rho T_{\text{н}}$ (ρ — плотность, а $T_{\text{н}}$ — удельная теплота испарения), к мощности поглощенного излучения $\mu \mathcal{P}$ (μ — показатель поглощения, $\mathcal{P}$ — мощность излучения), т. е.

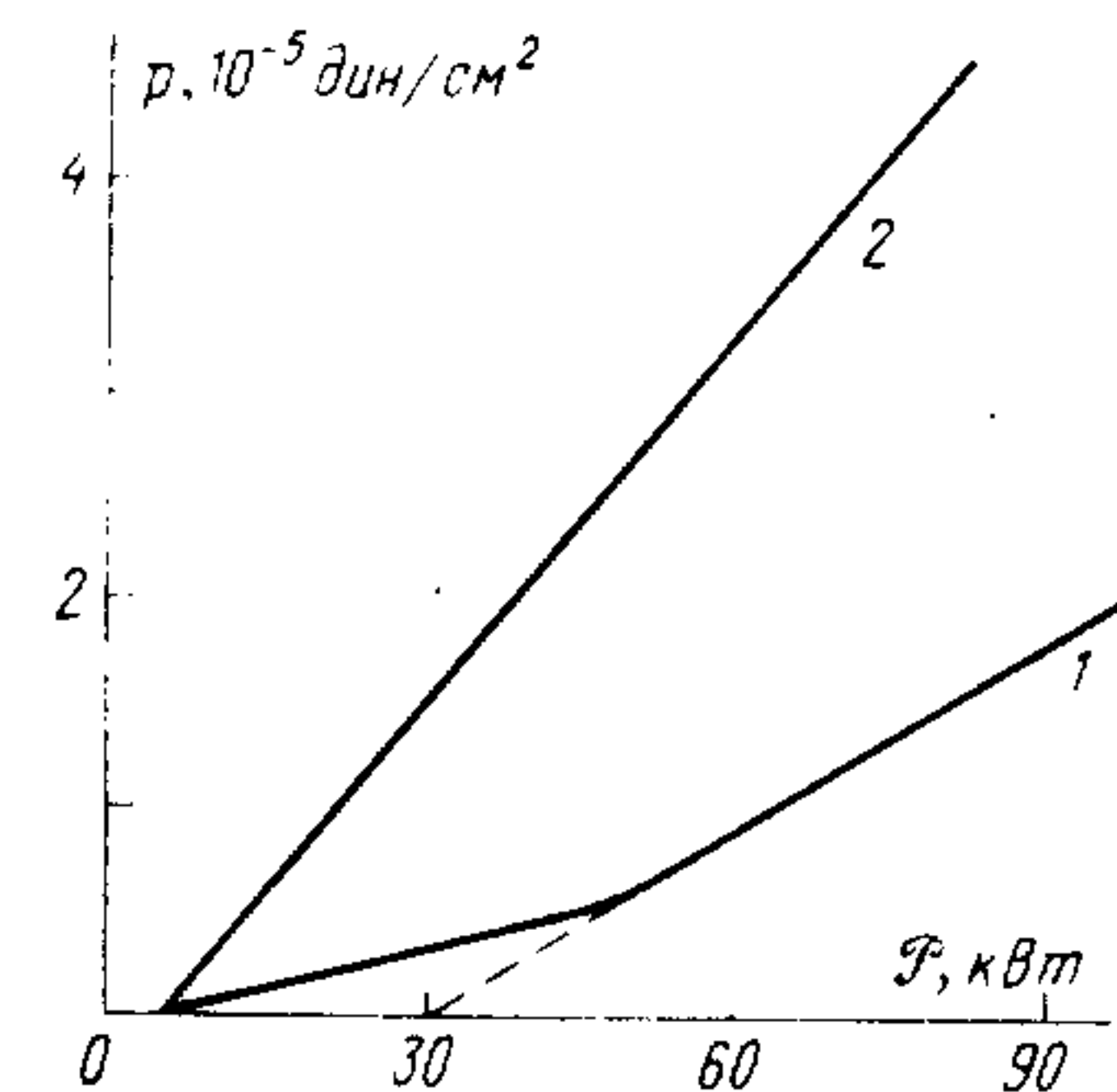
$$\tau_{\text{и}} = \rho T_{\text{н}} / \mu \mathcal{P}. \quad (7)$$

Из соотношения (7) видно, что при увеличении мощности излучения время, за которое устанавливается процесс испарения, уменьшается. Простые численные оценки, исходящие из данных, приведенных в 6), показывают, что для выполнения условия $\tau_{\text{и}} = \tau_{\text{л}}$ необходима легко достижимая интенсивность излучения.

В отличие от случая нагревания без изменения фазового состояния, рассмотренного в предыдущем пункте, в случае испарения нет ограничений сверху ни на удельный, ни на полный энерговклад, а потому, в принципе, может быть реализована значительно большая амплитуда звуковых волн.



3. Схема процесса возбуждения звука в жидкости при ее испарении на поверхности за счет поглощения лазерного излучения: 1 — излучение; 2 — испаряемый объем; 3 — разлетающийся пар; 4 — волна сжатия в жидкости



4. Зависимость амплитуды давления в жидкости p от средней за импульс мощности лазера $\mathcal{P}$ для теплового (1) и испарительного (2) режимов возбуждения

Для практики наиболее интересен случай поверхностного испарения жидкости. Эксперименты показывают, что испарение происходит в среднем нормально к поверхности жидкости, так что импульс отдачи, возбуждающий звук в жидкости, также направлен перпендикулярно к поверхности. Это хорошо видно при скоростном теновом фотографировании сбоку границы раздела жидкость — воздух. На таких фотографиях видны струя пара, вырывающаяся вверх навстречу лазерному излучению, волны сжатия в воздухе и воде [11]; схематически эта картина изображена на рис. 3.

Максимальное значение усредненной силы, приложенной в центре облучаемой области на поверхности жидкости, можно оценить по очевидному соотношению как реакцию на процесс испарения жидкости,

$$\bar{f} \approx m v_n / \tau_n, \quad (8)$$

где m — масса, v_n — скорость истечения пара. Значения m и v_n можно определить исходя из энергии излучения Q , поглощенной жидкостью, удельной теплоты испарения T_n и показателя адиабаты [8]. Максимальная амплитуда давления в жидкости (на нормали к центру облучаемой области) на расстоянии r от поверхности определяется следующим соотношением [8]:

$$p \approx \bar{f} / (\tau_n r v). \quad (9)$$

Проведенное выше рассмотрение предполагает, что жидкость не нагревается выше критической температуры, так что существует граница жидкость — пар. Если температура превышает критическую, что может быть реализовано при ультракороткой длительности лазерного импульса и экстремально большой интенсивности излучения, то процесс возбуждения звука описывается гораздо более сложными выражениями [11].

Результаты многочисленных экспериментов, выполненных с лазерным излучением и жидкостями, характеризующимися различными значениями основных параметров, хорошо описываются приведенными выше соотношениями [8, 11]. В качестве примера, иллюстрирующего это утверждение, на рис. 4 приведены данные эксперимента по возбуждению звука в воде инфракрасным излучением CO₂-лазера [11].

3. Оптический пробой в жидкости. Явление оптического пробоя в газе детально обсуждалось в лекции 16, а в прозрачных твердых телах — обсуждается ниже, в лекции 18. Из материала этих лекций следует, что одной из основных причин оптического пробоя прозрачных конденсированных сред являются локальные поглощающие примеси. Это в полной мере относится и к жидкостям, в частности, к воде. По этой причине оптический пробой жидкостей является наиболее сложным для исследования процессом.

Кроме трудностей, связанных с необходимостью учета чистоты жидкости, имеются также и трудности с расчетом внутренней энергии вещества в области пробоя, а также с учетом нелинейных эффектов, возникающих в окружающей жидкости. Многочисленные эксперименты по оптическому пробоя жидкостей показывают [11], что при пробое в окружающей жидкости возникают *ударные волны* [12]. Приближенные оценки амплитуды звуковых волн можно сделать [11], используя хорошо разработанную теорию подводных взрывов [4].

Качественно ясно, что при пробое коэффициент трансформации энергии излучения в звук максимален, так как само явление пробоя возникает в условиях почти полного поглощения

лазерного излучения плазмой. Это качественное соображение хорошо подтверждается экспериментальными данными — при пробое коэффициент трансформации достигает нескольких десятков процентов [11].

4. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). Процесс ВРМБ уже неоднократно обсуждался выше — в лекциях 10 и 13. В этой лекции основной темой является возбуждение звука в жидкости лазерным излучением, а потому именно с этой точки зрения необходимо посмотреть и на процесс ВРМБ. Первое очевидное следствие самой физической сущности процесса ВРМБ: звук возбуждается практически в любой жидкости, так как лежащее в основе процесса ВРМБ явление электрострикции (лекция 9) присуще всем средам. Второе следствие: звуковые волны возбуждаются волной лазерного излучения (лекция 14), а потому в данном случае нельзя реализовать точечный источник звука (как в рассмотренных выше случаях). Наконец, третье следствие: так как лазерное излучение квазимонохроматично, то практически процесс ВРМБ может возбуждаться излучением любого лазера (лекция 14).

Из этих особенностей возбуждения звука за счет процесса ВРМБ ясно, что в данном случае речь идет о явлении, которое имеет пассивный характер, — не требуется какой-либо специальной постановки эксперимента, в любой среде при распространении волны лазерного излучения возникает электрострикция, приводящая к ВРМБ. Часть энергии лазерного излучения трансформируется в звук. Из соотношений Менли — Роу (лекция 14) следует, что теоретически максимальная интенсивность звука равна $(F_{зв\ max}) = (F_{л\ max}) (\Omega_{зв} / \omega_{л})$. Однако реально коэффициент трансформации далек от величины $\Omega_{зв} / \omega_{л}$. Во-первых, коэффициент отражения акустической дифракционной решетки (лекция 10) никогда не достигает 100 %, а составляет доли процента — основная часть излучения проходит, не отражаясь. Во-вторых, при больших интенсивностях звука возникает его нелинейное взаимодействие со средой. Так, например, экспериментально наблюдался процесс генерации второй гармоники гиперзвука как в кристаллах, так и в воде [13].

Очевидно, что как изменение коэффициента преломления среды за счет электрострикции, так и порог для нелинейного взаимодействия гиперзвука в среде существенно зависят от свойств конкретной среды, а потому нельзя сделать каких-либо достаточно общих количественных утверждений о реальных коэффициентах трансформации лазерного излучения в гиперзвук за счет процесса ВРМБ.

* * *

Современные аспекты оптико-акустического эффекта значительно шире того, что кратко обсуждалось выше. Даже оставаясь в рамках проблемы оптико-акустических источников звука, можно указать на такие эффекты, как переходное оптико-

акустическое излучение [10, 14], процесс генерации звука движущимся источником и последовательностью импульсов излучения [10, 14], на различные нелинейно-акустические явления, обуславливающие эволюцию акустического сигнала [11, 14], которые могут приводить, в частности, к возбуждению низкочастотного звука [14]. Вариация геометрии при поглощении энергии лазерного излучения позволяет изменять геометрию звукового источника и тем самым изменять диаграмму направленности звуковой антенны [9, 15].

Заканчивая рассмотрение процесса возбуждения звука в жидкости лазерным излучением, еще раз отметим, что именно специфические свойства жидкости, упоминавшиеся выше, приводят к тому, что основной интерес составляют активные явления, когда возбуждаемый звук используется для различных практических приложений. В отличие от жидкостей, при возбуждении звука в прозрачных твердых телах основное внимание обычно уделяется пассивным явлениям, о некоторых из которых будет упомянуто в следующей лекции. Однако в последнее время появился интерес и к активным явлениям, например к возбуждению объемных [15] и поверхностных [16] волн.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Оптико-акустический эффект.** Впервые наблюдался А. Беллом в 1881 г. и был в то время детально исследован Ж. Тиндалем. Эффект состоит в возбуждении упругих волн в газе при его нагревании оптическим излучением, модулированным во времени. В основе этого эффекта лежат следующие процессы: возбуждение атомов (молекул) резонансным излучением; переход энергии возбужденных атомов (молекул) в тепло (безызлучательная релаксация возбуждения); возникновение упругих волн в газе.

2. **Звук.** Как физический термин, звук в широком смысле этого слова используется для обозначения упругих колебаний в различных средах. В узком смысле термин «звук» используется для упругих колебаний, частота которых лежит в диапазоне от 16 Гц до 20 кГц, воспринимаемом человеческим ухом. Колебания с частотой меньше 16 Гц именуются *инфразвуком*, а с частотой больше $2 \cdot 10^4$ Гц — *ультразвуком*. Для колебаний сверхвысоких частот с частотой в диапазоне от 10^9 до 10^{13} Гц используется термин *гиперзвук*.

3. **Тип звуковых волн.** Звуковые волны, возбуждаемые в жидкости и в изотропных твердых телах (например, в стеклах и кристаллах), существенно различны [7]. Жидкость характеризуется только объемной упругостью, обуславливающей возникновение так называемых *продольных звуковых волн*. Твердая изотропная среда, кроме продольных волн, характеризуется также и наличием *поперечных волн*. Неизотропная твердая среда (кристалл) характеризуется зависимостью модуля упругости от направления (по отношению к кристаллографическим осям), обуславливающей зависимость характеристик звуковых волн от направления их распространения. Наконец, наличие поверхностей раздела различных фаз (жидкость — пар, твердое тело — газ) обуславливает возможность возникновения поверхностных волн.

4. **Ограничения на длительность импульса лазерного излучения.** Выполнение условия $vt_d \gg R$ в случае воды ($v \sim 10^5$ см/с) и $R \sim 10^{-2}$ см требует большой длительности импульса лазерного излучения $t_d \geq 10^{-6}$ с, соответствующей режиму свободной генерации твердотельного лазера.

5. **Оценка звукового давления в воде.** Оценку можно сделать по соотношению (3). Полагая в соответствии со справочными данными для воды

$\beta \approx 10^{-4}$ К, $v \approx 10^5$ см/с, $c_p \approx 5$ Дж/г, используя $R \approx 10^{-2}$ см и в соответствии со сделанными выше оценками значения $t_d \approx 10^{-6}$ с, $Q \approx 10^{-3}$ Дж, получаем для амплитуды звукового давления на расстоянии $r \approx 1$ см $p \approx 10^{-1}$ атм.

6. **Предельная мощность лазерного излучения, при которой происходит нагревание жидкости без изменения ее фазового состояния.** Предельная мощность оценивается исходя из значений скрытой теплоты испарения ΔH , объема области фокусировки излучения V и коэффициента поглощения излучения в жидкости α . Так, например, для воды $\Delta H \approx 10^3$ Дж/см³. Полагая $V \approx 10^{-6}$ см³, получаем значение максимальной поглощенной энергии излучения $Q \leq 10^{-3}$ Дж. Используя значение коэффициента поглощения и закон Бугера (лекция 16), можно оценить максимальную энергию в импульсе излучения лазера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горелик Д. О., Сахаров Б. Б. Оптико-акустический эффект в физико-химических измерениях. — М.: Изд-во стандартов, 1969.
2. Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. — М.: Наука, 1984.
3. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. — М.: Наука, 1971.
4. Коул Р. Подводные взрывы: Пер. с англ. — М.: ИЛ, 1950.
5. Бункин Ф. В., Трибелянский М. И. // УФН. — 1980. — Т. 130. — С. 193.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — Гл. 8.
7. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. — М.: Наука, 1984.
8. Бункин Ф. В., Коммисаров В. М. // Акуст. журн. — 1973. — Т. 19. — С. 305.
9. Лямшев Л. М., Седов Л. В. // Акуст. журн. — 1981. — Т. 27. — С. 5.
10. Божков Л. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. и др. // Тр. ФИАИ. — 1984. — Т. 156. — С. 123.
11. Лямшев Л. М., Наугольных К. А. // Акуст. журн. — 1981. — Т. 27. — С. 641.
12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
13. Фабелинский И. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1971. — Т. 35. — С. 874.
14. Лямшев Л. М. // УФН. — 1981. — Т. 135. — С. 637.
15. Лямшев Л. М. // УФН. — 1987. — Т. 151. — С. 479.
16. Карабутов А. А. // УФН. — 1985. — Т. 147. — С. 605.

Лекция 18. РАЗРУШЕНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Разрушение идеально чистых тел. Разрушения, обусловленные локальными макроскопическими примесями. Эффект накопления

Исследования процесса распространения лазерного излучения в прозрачных твердых телах — стеклах, кристаллах, полимерах, полупроводниках — представляют очевидный интерес по двум причинам. Во-первых, прозрачные твердые тела являются неотъемлемыми элементами как собственно лазеров (активные элементы, подложки зеркал) и нелинейных преобразователей лазерного излучения, так и систем транспортировки и формирования пучков лазерного излучения (призмы, линзы и т. д.). Во-вторых, практически одновременно с созданием мощных лазеров было выяснено, что под действием лазерного излучения

возникают разрушения прозрачных твердых тел. Эти разрушения ограничивают предельные значения энергии и мощности лазерного излучения, которые можно получить с одного активного элемента. При этом надо иметь в виду, что несмотря на прогресс в лазерной технике, приведший к созданию ряда мощных лазеров с газовой активной средой (эксимерные лазеры, лазеры на углекислом газе, иодный лазер), лазеры на кристаллах и стеклах остаются не только широко используемыми, но и наиболее мощными лазерами.

Поэтому начиная с момента создания твердотельных лазеров и до настоящего времени было выполнено много теоретических и экспериментальных исследований процесса разрушения прозрачных твердых сред под действием лазерного излучения. Обобщение результатов этих исследований существенно осложнено широкой вариацией различных режимов генерации лазеров (от непрерывного режима до режима излучения пикосекундных импульсов), частоты лазерного излучения (от ультрафиолетовой до инфракрасной), а также вариацией степени чистоты (количества примесей и дефектов) образцов среды определенного типа (стекло, кристаллов). Так, в зависимости от технологии изготовления число локальных посторонних включений в стекле определенной марки (примесей и дефектов) может отличаться на несколько порядков величины.

Таким образом, в исследованиях процесса распространения лазерного излучения в прозрачных твердых телах имеется новый круг задач (помимо тех, о которых шла речь в лекциях 11—14), связанных с исследованием процесса разрушения этих тел под действием излучения. Именно процессу разрушения и будет посвящена эта лекция.

Разрушения, возникающие в прозрачных твердых телах под действием лазерного излучения, наиболее целесообразно разделить на разрушения, возникающие в идеально чистых средах, и разрушения, обусловленные примесями. В этих случаях различны механизмы, приводящие к разрушению. В чистой среде это оптический пробой, качественно аналогичный пробоем в газе, обсуждавшемуся в лекции 16; в средах с примесями — разрушения, связанные с нагревом примесей при поглощении излучения. Соответственно возникает разделение и по режимам генерации лазеров, и по определяющим характеристикам излучения с точки зрения их влияния на процессы, приводящие к разрушению. Пробой, являясь нелинейным эффектом, зависит от мощности излучения, а нагрев примесей — в основном от энергии излучения.

Наконец, надо иметь в виду, что в рассматриваемой проблеме существенное значение играют рассмотренные выше процессы, изменяющие мощное лазерное излучение при его распространении в прозрачных нелинейных средах: изменение частоты излучения из-за вынужденного рассеяния излучения (лекция 10), возбуждения высших гармоник (лекция 12), взаимосвязи волн

(лекция 13), а также изменение направления распространения излучения из-за нелинейной рефракции (лекция 14). Как и в других случаях, особо важную роль играет самофокусировка излучения, локально повышающая его интенсивность.

Прежде чем перейти к рассмотрению физической сущности процессов, приводящих к разрушению, сделаем краткое замечание о методах наблюдения разрушений, детально описанных в [1]. Это различные методы наблюдения оптического пробоя, в частности, по возникающей при пробое световой вспышке; наблюдение рассеяния вспомогательного излучения (например, от газового лазера на дефектах и примесях); исследование остаточных изменений структуры образца. Большое значение как для исследований процесса разрушения, так и для практики отбора образцов, имеет предварительная оценка чистоты образца, которую обычно осуществляют путем регистрации рэлеевского рассеяния света. Такие неразрушающие измерения представляют собой большую ценность как метод прогнозирования стойкости образцов.

Обращаясь к обсуждению процесса разрушения, сначала рассмотрим процесс разрушения идеально чистых сред, а потом обратимся к средам с локальными примесями.

1. Разрушение идеально чистых тел. Первое, что надо иметь в виду, — идеально чистые твердые прозрачные среды практически не существуют. В любом кристалле, стекле всегда имеются макроскопические локальные примеси, представляющие собой локальные области, имеющие иной коэффициент преломления и поглощения, чем сама среда. Типичным примером являются непрозрачные примеси. Эти примеси, как правило, носят технологический характер, они обусловлены методикой изготовления кристалла или стекла. Типичным примером являются частички платины, из которой изготавливаются тигли, в которых варят стекло. При среднем (по объему) коэффициенте поглощения прозрачных кристаллов и стекол порядка 10^{-3} — 10^{-5} см⁻¹ локальный коэффициент поглощения таких примесей может достигать значений порядка 10^2 — 10^3 см⁻¹, т. е. превышать среднее значение на много порядков величины. Однако по чисто технологическим причинам некоторые кристаллы удается выращивать в таких условиях, когда количество примесей минимально. В качестве примера можно привести кристаллы NaCl и KCl. Результаты экспериментов с такими, почти совершенно однородными средами, могут с достаточным основанием сопоставляться с теорией пробоя идеально однородных сред.

Прежде чем обратиться к описанию пробоя, сопоставим типичные характеристики кристаллов и стекол с характеристиками газов. Будем при этом исходить из основных черт процесса пробоя, возникающего за счет развития электронной лавины (лекция 16). Кратко напомним, что процесс пробоя заключается в создании свободных электронов, в увеличении энергии свободных электронов при столкновениях с третьим телом (в данном слу-

чае с решеткой) до значения, при котором ускоренный электрон может вырвать связанный электрон из третьего тела (в данном случае из валентной зоны); в развитии электронной лавины, приводящей к образованию критической плотности электронов для излучения заданной частоты; в эффективном поглощении энергии излучения электронами, быстром локальном нагреве среды, повышении давления и разрушении твердого тела.

Из материала лекции 16 следует, что в процессе возникновения пробоя, обусловленного развитием электронной лавины, определяющее значение имеют плотность свободных электронов в среде, энергия, которую свободный электрон должен набрать за счет столкновений, частота столкновений электрона с третьим телом и наличие (или отсутствие) потерь энергии за счет конкурирующих процессов. В первых трех пунктах условия в кристаллах и стеклах значительно более благоприятны для развития лавинного пробоя, чем в газах.

Действительно, концентрация электронов в зоне проводимости (определяемая «хвостом» максвелловского распределения электронов по энергиям в валентной зоне) на много порядков превышает концентрацию свободных электронов в газе. Энергия, которую необходимо набрать электрону в зоне проводимости, равна ширине запрещенной зоны, которая меньше потенциала ионизации атома или молекулы. Наконец, время свободного пробега электрона в зоне проводимости (время до столкновения с решеткой) гораздо меньше времени свободного пробега в газе. Таким образом, все эти условия значительно более благоприятны для развития пробоя, чем в газе.

С другой стороны, потери энергии при столкновениях электрона с решеткой существеннее, чем в случае столкновений с атомами. В результате столкновений с решеткой энергия теряется электроном на образование фононов. В интересующей нас области энергий электронов (0,1—10 эВ) частота столкновений с решеткой является резко убывающей функцией энергии. Соответственно резко убывает с ростом энергии электронов и скорость увеличения их энергии в процессе столкновений, $(d\mathcal{E}/dt)_+$. В этой же области энергий потери энергии на образование фононов практически не зависят от энергии электронов, $(d\mathcal{E}/dt)_- \approx \text{const}$. Суммарный эффект зависит от напряженности поля лазерного излучения, так как $(d\mathcal{E}/dt)_+ \propto E^2$. Очевидно, что всегда можно найти столь высокую напряженность поля E , когда суммарный эффект за время действия $\tau_{\text{л}}$ лазерного импульса

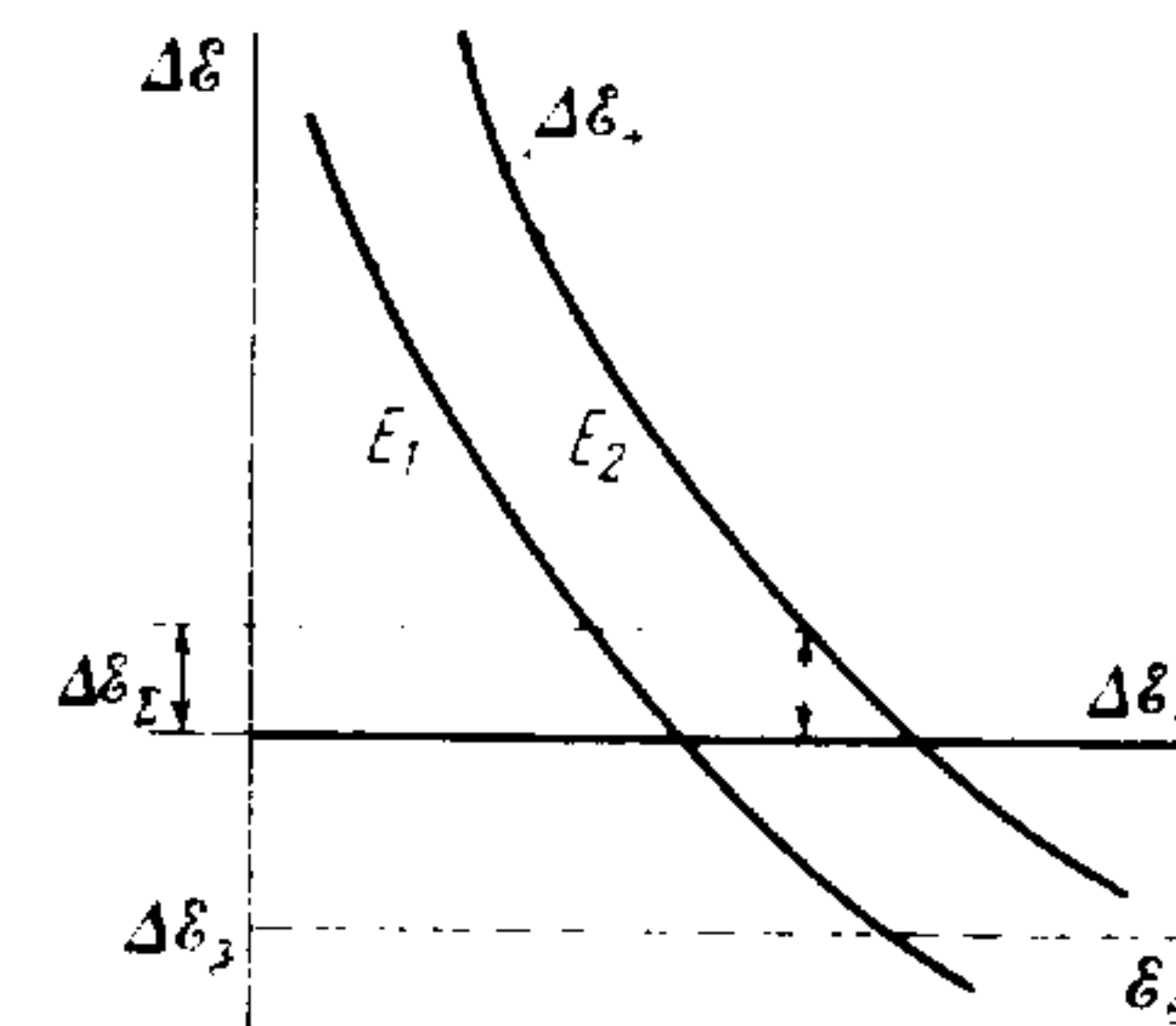
$$\int_0^{\tau_{\text{л}}} [(d\mathcal{E}/dt)_+ - (d\mathcal{E}/dt)_-] dt$$

будет больше ширины запрещенной зоны $\Delta\mathcal{E}_z$ (рис. 1). Это и есть пороговое условие, необходимое для размножения свободных электронов.

Строгое количественное описание этого процесса проводится путем решения квантового кинетического уравнения для электро-

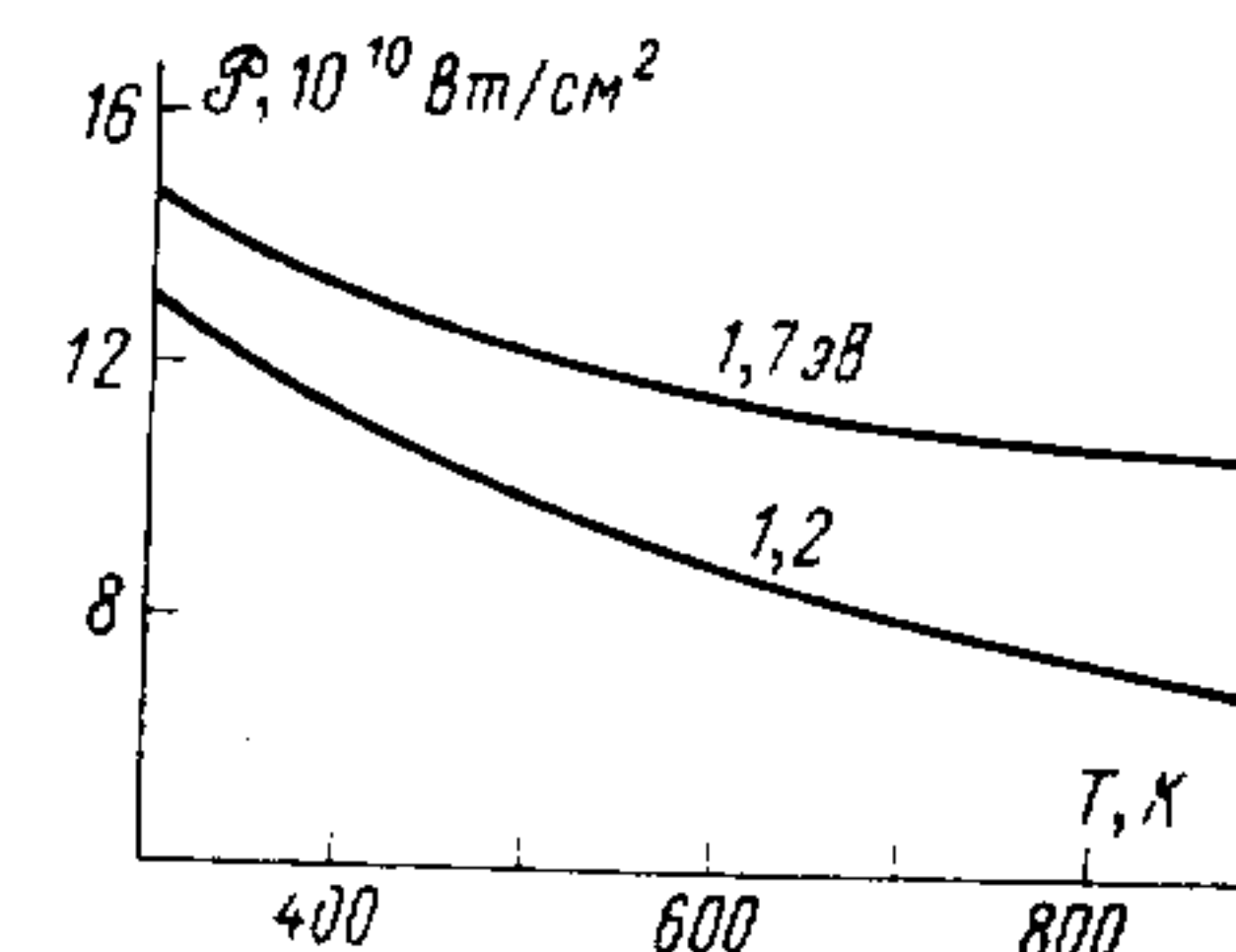
нов, позволяющего получить зависимость напряженности поля, при которой возникает пробой, от параметров, характеризующих излучение (ω , $\tau_{\text{л}}$) и среду [1, 2]. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными для особо чистых кристаллов (NaCl, KCl) и лазерного излучения с энергией кванта примерно от 0,1 до 2 эВ [3], показало хорошее согласие для средних значений частот (1,2 эВ; 1,7 эВ) (рис. 2). Данные расчета и эксперимента для больших (2,36 эВ) и меньших (0,1—0,3 эВ) частот существенно различались. Было выяснено, что при малых частотах излучения развитие лавины сдерживалось из-за недостатка начальных электронов, так как их образование за счет фотоионизации примесей или многофотонной ионизации атомов решетки при таких частотах происходит с меньшей эффективностью, чем при больших частотах. Этот вывод следовал из экспериментов с подсветкой кристалла ультрафиолетовым излучением, увеличивающим фотопроводимость. Наличие ультрафиолетового излучения понижало порог пробоя при основном длинноволновом излучении в несколько

1. Изменение энергии электрона $\Delta\mathcal{E}$ в результате увеличения энергии электрона из-за антитормозного поглощения ($\Delta\mathcal{E}_+$) и уменьшения энергии из-за возбуждения фононов ($\Delta\mathcal{E}_-$) в зависимости от кинетической энергии электронов $\mathcal{E}_e$ при различной напряженности поля E лазерного излучения; $\Delta\mathcal{E}_z$ — суммарный эффект изменения энергии электрона; $\Delta\mathcal{E}_z$ — ширина запрещенной зоны



раз [4] и не влияло на порог при основном коротковолновом излучении [5]. В тех случаях, когда определяющим является факт образования начальных электронов в зоне проводимости,

2. Зависимость пороговой мощности $\mathcal{P}$ для разрушения кристалла NaCl от его температуры при различных энергиях кванта лазерного излучения [1]



возникает зависимость порога пробоя от размера облучаемого объекта. В случае большой частоты излучения (2,36 эВ) следует предполагать, что пробой обусловлен не возникновением электронной лавины, а процессом двухфотонной ионизации, который эффективно конкурирует с развитием лавины.

Резюмируя все сказанное выше о механизмах пробоя в чистых средах, следует отметить, что так как на факт возникновения пробоя влияет много параметров, характеризующих среду

(ширина запрещенной зоны, фотопроводимость, температура, облучаемый объем) и излучение (частота, пространственное и временное распределение излучения, длительность импульса), то в общем случае пороги пробоя лежат в широком диапазоне изменения интенсивности излучения от 10^9 до 10^{12} Вт/см².

2. Разрушения, обусловленные локальными микроскопическими примесями. При наличии в прозрачной среде локальных микроскопических примесей или дефектов с большим коэффициентом поглощения излучения эти локальные области быстро нагреваются, что и служит, в конечном счете, причиной разрушения прозрачной среды. Таким образом, при наличии примесей идет речь о тепловом разрушении прозрачных сред.

Разрушения, обусловленные примесями (типичны микроскопические включения платины от стенок тиглей) или дефектами (например, свиями в стекле), являются экспериментальным фактом, хорошо известным с момента создания мощных лазеров. Можно указать на ряд типичных разрушений:

- разрушение поверхности стеклянных (или кварцевых) конструктивных деталей (пластин, призм, линз) при появлении непрозрачных микроскопических, локальных образований (например, пыли);

- разрушение тонкопленочных металлических и диэлектрических зеркальных покрытий при наличии непрозрачного дефекта в покрытии или появлении на покрытии пыли или других непрозрачных, микроскопических локальных образований;

- разрушения внутри стекол, кристаллов, активных элементов, возникающие на микроскопических локальных примесях или дефектах, имеющих внутри данной среды.

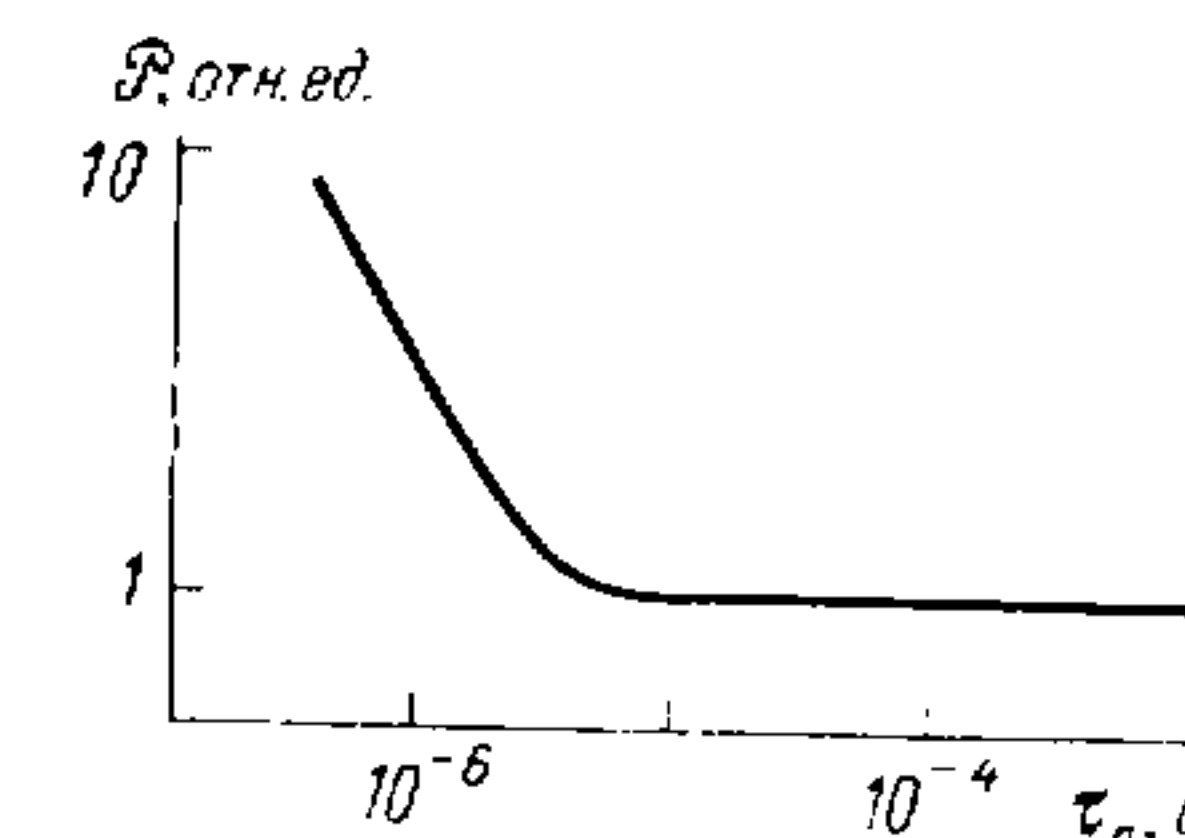
В результате поглощения энергии лазерного излучения этими локальными областями в них очень быстро (за время лазерного импульса) увеличивается температура, соответственно увеличивается давление, приводящее к растрескиванию стекла (кристалла) в небольшой области вокруг примеси (дефекта). Увеличение температуры приводит к сгоранию покрытия, нанесенного на подложку.

Теоретическое описание теплового разрушения основано на решении уравнения теплопроводности для среды с примесями. Кроме теплофизических свойств среды и примеси при этом необходимо учесть размер локальных областей, среднее расстояние между ними и коэффициент поглощения излучения. В наиболее простой модели [1] пренебрегается зависимостью коэффициента поглощения от температуры нагреваемой области. В качестве критерия разрушения среды принимается критическая температура области, при которой возникают необратимые изменения среды (например, плавление). Такая простая модель с удовлетворительной точностью описывает поверхностное и объемное разрушение кристаллов и стекол, а также тонкопленочных диэлектрических покрытий зеркал [1]. В частности, из этой модели следует, что при плотности энергии излучения 10 Дж/см² и дли-

тельности облучения 10^{-8} с температура локальной поглощающей области достигает значения 10^4 К. При такой температуре локальной области в стекле возникают напряжения, превышающие предел прочности.

На первый взгляд возникает естественный вопрос: почему, если разрушения носят тепловой характер, имеет место зависимость от длительности облучения? Казалось бы, определяющей должна быть лишь поглощенная энергия. На самом деле, конечно, зависимость от длительности излучения должна отсутствовать, если выполняется неравенство $\tau_{\text{л}} > \tau_{\text{н}}$, означающее, что длительность лазерного импульса $\tau_{\text{л}}$ превышает $\tau_{\text{н}}$ — характерное время для распространения тепла в примеси (дефекте).

3. Зависимость пороговой мощности $\mathcal{P}$ поверхностного разрушения кристалла рубина от длительности импульса лазерного излучения



Однако если соотношение этих времен имеет обратный знак ($\tau_{\text{л}} < \tau_{\text{н}}$), то должна быть зависимость от $\tau_{\text{л}}$, так как при малых $\tau_{\text{л}}$ локальная область (примесь, дефект) не успевает нагреваться. Из табличных данных о температуропроводности металлов и типичных размеров дефектов следует, что должна быть зависимость пороговой мощности разрушения от длительности лазерного импульса $\tau_{\text{л}}$. Экспериментальные данные подтверждают результаты таких оценок (рис. 3) [1].

Более строгий анализ, проведенный с учетом зависимости теплофизических параметров, характеризующих примесь и среду, от температуры [1], указал на важную закономерность теплового разрушения — развитие процесса нагрева примеси во времени носит сильно нелинейный, взрывной характер. Оказалось также существенным, что по мере увеличения температуры примеси размер области, в которой происходит поглощение излучения, увеличивается за счет фотоионизации окружающей среды тепловым излучением нагретого включения (при температуре излучения порядка 10^4 К максимум теплового излучения лежит в ультрафиолетовой области спектра).

Важным для практики свойством разрушений, обусловленных нагревом примесей и дефектов лазерным излучением, является так называемый *размерный эффект* — наличие зависимости пороговой мощности излучения, при которой возникает разрушение, от размера облученной области образца. Наблюдается следующая закономерность: чем больше размер облучаемой области, тем меньше значение пороговой мощности излучения.

Размерный эффект успешно описывается в рамках статистической модели [7], в основе которой лежат три предположения: неоднородности, поглощающие излучение, случайным образом

распределены по объему образца; плотность неоднородностей обратно пропорциональна их размеру; порог разрушения определяется самой крупной неоднородностью, поглощающей максимальное количество энергии. Следуя этой модели качественно, ясно, что пороговая мощность для разрушения тем меньше, чем больше размер облучаемой области. Экспериментальные данные хорошо количественно описываются в рамках этой модели.

3. Эффект накопления. Отдельного обсуждения требует так называемый эффект накопления — уменьшение пороговой мощности излучения, при которой возникает разрушение при многократном импульсном облучении образца. Феноменологически эффект накопления заключается в том, что пороговая мощность для разрушения оказывается существенно ниже пороговой мощности для одиночного импульса, если проводить многократное импульсное облучение излучением с подпороговыми (в масштабе одиночного импульса) характеристиками. В данном случае идет речь о пороге по средней мощности излучения в импульсе излучения. Эффект накопления наблюдается практически для любых прозрачных сред, при любой частоте и длительности лазерного излучения [8]. Понижение порога разрушения зависит от типа среды и характера облучения. Для полимерных материалов были зарегистрированы рекордные понижения порога около 100 раз [1]. Практическая важность эффекта накопления очевидна — критическое значение средней мощности облучения, измеренное в одиночном импульсе, всегда оказывается завышенным для эксплуатации данной среды в режиме многократного облучения.

В научной литературе длительное время обсуждались различные предположения о природе этого эффекта, которые, как правило, основывались на представлении о тех или иных накапливающихся эффектах в облучаемой среде. Однако недавние исследования [9] показали, что эффект накопления обусловлен многомодовой структурой лазерного излучения. В этих экспериментах наблюдался процесс разрушения стандартного оптического стекла, возникающий под действием одночастотного лазерного излучения (одна аксиальная мода с фиксированным продольным индексом). В таких условиях эффект накопления отсутствовал. Он появлялся при переходе к облучению излучением с несколькими продольными модами.

Следуя результатам работ [9], в дальнейшем подтвержденным в ряде других исследований, эффект накопления обусловлен возникновением пространственно-временных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, в которых реализуется локальная интенсивность, превышающая среднюю интенсивность за импульс излучения. Эта локальная интенсивность излучения (а не средняя интенсивность за импульс излучения) и обуславливает разрушение. При многомодовом режиме генерации реализация экстремально большой локальной интенсивности излучения

является редким случайным процессом (см. лекцию 4). Вероятность реализации такой флуктуации тем больше, чем больше осуществлено импульсов излучения. Соответственно при многократном импульсном облучении образца излучением со средней интенсивностью меньше пороговой в конце концов реализуется локальная флуктуация интенсивности больше пороговой и произойдет разрушение.

* * *

В проведенном выше рассмотрении нигде не приписывались во внимание нелинейно-оптические явления, рассмотренные выше в лекциях 10—14. На самом деле они всегда играют существенную, а часто и определяющую роль, изменяя частоту и пространственное распределение исходного лазерного излучения, падающего на среду при распространении излучения в среде. Влияние вынужденного комбинационного рассеяния (лекция 10) и высших гармоник (лекция 12) вполне очевидно — это изменение частоты падающего излучения, а как было видно выше, частота излучения существенно определяет характер процесса пробоя и, в частности, критическую напряженность поля для пробоя. Очевидна и роль самофокусировки (лекция 14), приводящей к резкому локальному увеличению интенсивности излучения и тем самым способствующей разрушению. На существенную роль самофокусировки прямо указывают эксперименты [9]. Роль вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (лекции 10 и 13) оказалась совсем не тривиальной. Эксперименты показали, что в ряде случаев когерентная гиперзвуковая волна, возбуждаемая световой волной, уносит значительную долю энергии и тем самым препятствует разрушению и возникновению самофокусировки. Однако в ряде случаев наблюдаются разрушения, обусловленные большой амплитудой возбуждаемого гиперзвука.

В целом вся совокупность проведенных экспериментов по исследованию процесса разрушения прозрачных твердых тел лазерным излучением и результаты их теоретического осмысления позволяют сделать много важных выводов и рекомендаций для технологии изготовления стекол, кристаллов и покрытий, применяемых при создании лазеров и использовании лазерного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маненков А. А., Прохоров А. М. // УФН.— 1986.— Т. 148.— С. 179.
2. Епифанов А. Е. // ЖЭТФ.— 1974.— Т. 67.— С. 1805.
3. Горшков Б. Г., Данилейко Ю. К., Епифанов А. С. и др. // ЖЭТФ.— 1977.— Т. 72.— С. 1171.
4. Горшков Б. Г., Данилейко Ю. К., Епифанов А. С. и др. // Квантовая электрон.— 1981.— Т. 8.— С. 155.
5. Горшков Б. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А., Панов А. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1980.— Т. 44.— С. 1062.
6. Алешин Н. В., Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А. и др. // ЖТФ.— 1973.— Т. 43.— С. 2625.

7. Алешин И. В., Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М. и др. // ЖЭТФ.— 1976.— Т. 70.— С. 1214.
8. Балиукас С. К., Малдугис Э. К. // Изв. АН СССР.— Сер. физ.— 1985.— Т. 49.— С. 1076.
9. Глебов Л. В., Ефимов О. М. // Изв. АН СССР.— Сер. физ.— 1985.— Т. 49.— С. 1140.

Лекция 19. НАГРЕВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НЕПРОЗРАЧНОГО ТЕЛА

Отражение и поглощение излучения. Нагревание поверхности металла. Эмиссия частиц с поверхности

При описании процесса воздействия лазерного излучения на твердые непрозрачные тела (металлы, полупроводники, диэлектрики) целесообразно выделить три стадии — нагревание без изменения фазового состояния; плавление и испарение; ионизация испаряемого вещества и образование плазмы. В зависимости от конкретных условий проведения эксперимента практически возможен как такой случай, когда реализуется только первая стадия, так и такой случай, когда в одном импульсе лазерного излучения реализуются все три стадии и их нельзя четко разделить во времени. Простейший способ описания воздействия лазерного излучения — описание отдельных стадий. Полученные результаты могут быть использованы для описания более сложного случая, когда эти стадии нельзя четко разделить. Данная лекция посвящена первой стадии воздействия — нагреванию без изменения фазового состояния; в двух следующих лекциях будут рассмотрены две другие стадии.

Обратимся, таким образом, к первой стадии, характеризующейся неизменностью фазового состояния твердого тела. Основные явления в этом случае заключаются в отражении и поглощении излучения поверхностью, нагревании поверхности, распространении тепла в глубь среды за счет теплопроводности и эмиссии частиц с поверхности.

Основные закономерности, характеризующие процесс взаимодействия света с поверхностью твердого непрозрачного тела, хорошо известны из курса оптики [1]. Световая волна, падающая на поверхность, взаимодействует с электронами, возбуждая их колебания. Вынужденные колебания электронов приводят к возникновению отраженной волны. Если электроны в твердом теле полностью свободны, то излучение полностью отражается, поглощение отсутствует. Если электроны частично связаны, то часть энергии падающей волны передается твердому телу, вызывая его нагревание. Весь процесс взаимодействия света с электронами разыгрывается в очень тонком поверхностном слое, так что можно говорить о взаимодействии света с поверхностью твердого тела. При нагревании твердого тела из его поверхности вырываются различные частицы — электроны, ионы, нейт-

ральные частицы — в результате термоэмиссии. Заряженные частицы вырываются из поверхности непосредственно под действием света за счет фотоэффекта.

Прежде чем перейти к рассмотрению этих процессов, необходимо сделать несколько общих замечаний о том, что представляет собой поверхность твердого тела. Наиболее важным свойством практически любой поверхности является ее *неоднородность* [2]. Поверхность идеального кристалла на практике является идеализацией, никогда не реализующейся на достаточно большой площади. На самом деле идеальная поверхность всегда искажена физическими, химическими и индуцированными неоднородностями.

Физические неоднородности поверхности заключаются, во-первых, в нарушении кристаллической решетки (в смещении атомов из узлов, т. е. дефектах Френкеля и Шоттки), в образовании вакансий, что влияет на адсорбционную способность поверхности. Второй тип неоднородности — *блочность* макроскопического образца, обуславливающая наличие дислокаций. В частности, различным образом могут быть ориентированы различные грани микроскопических монокристаллов, составляющих макроскопический поликристалл. Эти факторы влияют на работу выхода из поверхности.

Химическая неоднородность поверхности — это дефекты, обусловленные примесями, всегда имеющимися в сколь угодно чистом веществе по технологическим причинам.

Индукцированная неоднородность поверхности обусловлена адсорбцией поверхностью различных нейтральных (атомы, молекулы) и заряженных (ионы) частиц из окружающего газа (воздуха). Наличие посторонних частиц, адсорбированных поверхностью, приводит к изменению работы выхода из поверхности.

Наконец, большое значение имеет в ряде случаев качество обработки поверхности (например, для металлов). Макроскопически шероховатая поверхность представляет собой большое число микроскопических участков, ориентированных под разными углами к направлению падения световой волны, а поэтому характеризуемых различным значением коэффициента отражения.

Резюмируя, надо иметь в виду, что любой макроскопический участок поверхности твердого тела характеризуется некоторыми средними значениями коэффициента отражения и работы выхода, существенно зависящими от неоднородности поверхности. В дальнейшем основное внимание будет уделено металлам, как по той причине, что для металлов наиболее хорошо развиты необходимые методы теоретического описания воздействия лазерного излучения [3], так и потому, что для практики металлы являются наиболее важным объектом.

1. Отражение и поглощение излучения. Из курса оптики [1] известно соотношение для коэффициента отражения излучения

поверхностью твердого тела (формула Френеля):

$$R = Q_{\text{отр}}/Q_{\text{пад}} = [(n - 1)/(n + 1)]^2 = |(\sqrt{\epsilon} - 1)/(\sqrt{\epsilon} + 1)|^2, \quad (1)$$

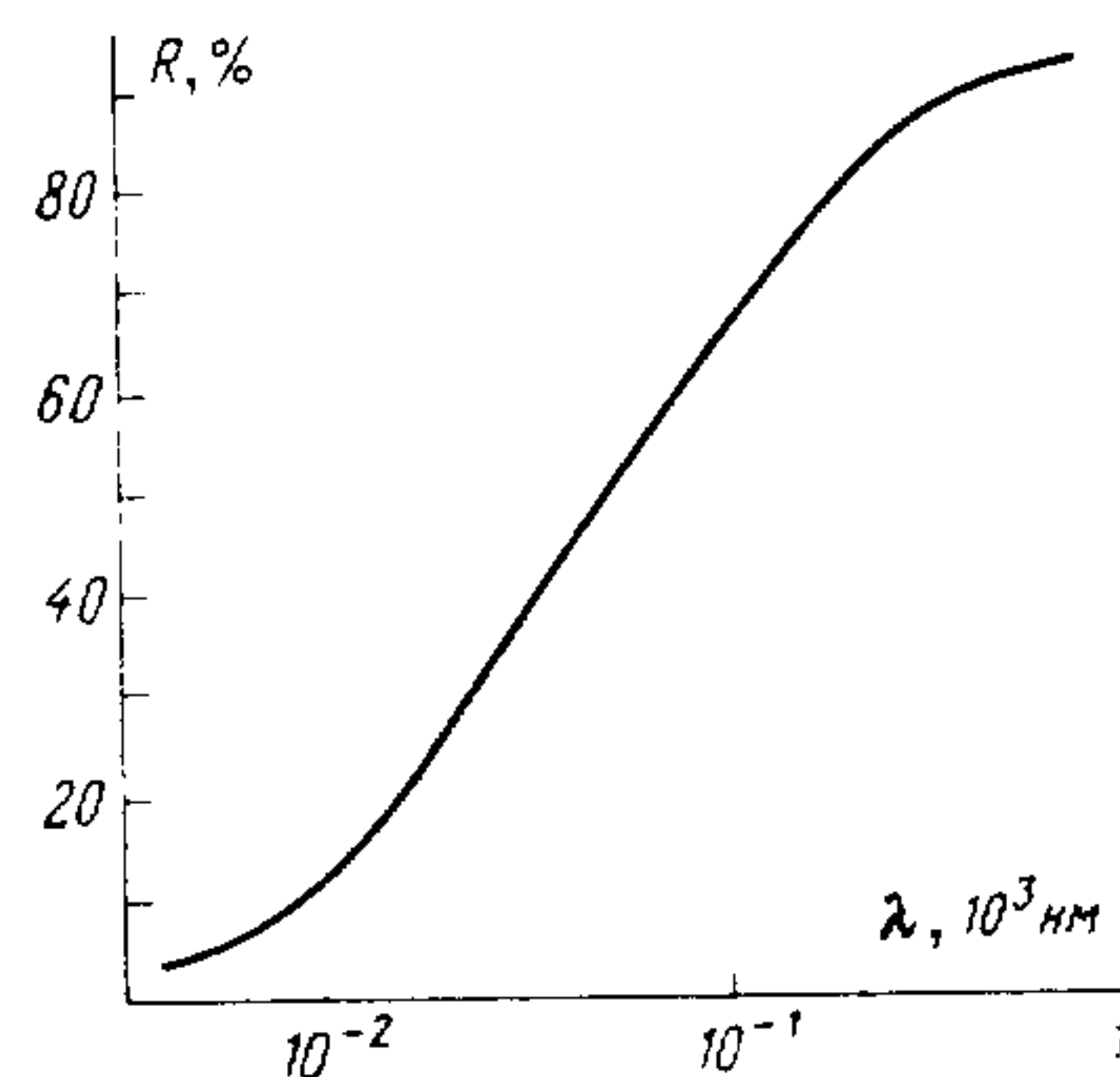
где Q — энергия излучения, а ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. (Соотношение (1) строго получается в рамках электродинамики сплошных сред [4].)

Для металла, считая электроны проводимости полностью свободными, можно диэлектрическую проницаемость рассчитывать по соотношениям для максвелловской плазмы [5], что дает следующую связь коэффициента отражения R , проводимости металла σ и частоты излучения ω в оптическом диапазоне:

$$R = 1 - \sqrt{2\omega/\pi\sigma}. \quad (2)$$

Расчеты по этому соотношению хорошо согласуются с экспериментальными данными (см., например, [6]). Для нормального падения излучения оптического диапазона частот на полированную металлическую поверхность значения R лежат в диапазоне от 95 % для серебра до 35 % для железа.

В видимом и инфракрасном диапазонах частот все излучение, которое не отражается, поглощается металлом в весьма тонком поверхностном слое. Это позволяет упростить описание и рассматривать лишь два процесса — отражение и поглощение, пренебрегая процессом распространения излучения в металле. В случае далекого ультрафиолетового и еще более коротковолнового излучения коэффициент поглощения значительно меньше, излучение распространяется в глубь металла на макроскопическое расстояние, гораздо большее длины волны излучения. Поэтому при описании процесса взаимодействия в этом случае необходимо кроме отражения и поглощения учитывать также и прохождение (распространение) излучения в металле.



1. Коэффициент отражения R полированной металлической поверхности при нормальном падении излучения в зависимости от его длины волны λ

Хорошо известны причины, по которым коэффициент отражения может отличаться от значения, следующего из соотношения (2) и приведенного в таблицах (см., например, [6]). Это большая частота излучения (ультрафиолетовый или еще более коротковолновый диапазон); температура металла, существенно

отличающаяся от комнатной; загрязнение поверхности и наличие (или образование при нагревании излучением) на поверхности окислов. Три последние причины — загрязнение, окислы и повышение температуры до температуры плавления — повышают коэффициент поглощения до двух раз в каждом отдельном случае [7]. В случае коротковолнового излучения (длина волны в сотни нанометров и меньше) существенную роль играют не только свободные, но и связанные электроны (т. е. поляризуемость вещества), что приводит к уменьшению отражения, но не к увеличению поглощения, так как увеличивается пропускание, металл становится прозрачным (рис. 1).

Таким образом, если интересоваться наиболее типичным лазерным излучением с частотой в интервале от инфракрасного до ближнего ультрафиолетового диапазона частот, то энергия излучения, поглощаемая в металле, может оцениваться по соотношению

$$Q_{\text{пол}} = (1 - R)Q_{\text{пад}}. \quad (3)$$

Если при этом использовать табличные значения для коэффициента отражения полированного металла при комнатной температуре [6], то будет получена нижняя граница поглощенной энергии. Истинная величина может быть только больше из-за загрязнений, окисления и повышения температуры.

Если обратиться к инфракрасному, видимому и ближнему ультрафиолетовому диапазонам частот, то поглощение такого излучения в металлах описывается законом Бугера (лекция 16), в соответствии с которым энергия излучения Q убывает по мере распространения излучения в направлении оси z по соотношению

$$Q(z) = Q_0 \exp(-\mu z), \quad (4)$$

где Q_0 — энергия излучения на поверхности, а μ — коэффициент поглощения:

$$\mu = 4\pi\lambda_0^{-1}nk. \quad (5)$$

В (5) λ_0 — длина волны излучения в вакууме, n — показатель преломления, k — показатель поглощения вещества.

Для металлов в указанном диапазоне частот справедливы следующие соотношения, связывающие оптические (n , k) и электрические (ϵ , σ) характеристики:

$$n^2(1 - k^2) = \epsilon, \quad n^2k = \sigma\omega^{-1}. \quad (6)$$

В указанном выше диапазоне частот для металлов

$$nk \geq 1, \quad \mu \geq 10\lambda_0^{-1}. \quad (7)$$

Такой случай принято называть *металлическим поглощением*.

Из (4) и (5) видно, что при $nk \geq 1$ на глубине $z \sim \lambda_0$ освещенность ослабляется в $\exp(-4\pi) \sim 10^5$ раз, а при $z \sim 10^{-1}\lambda_0$ —

в 2 раза. Таким образом, практически все излучение поглощается в поверхностном слое толщиной $z \leq \lambda_0$. В случае видимого излучения $\lambda_0 \sim 1$ мкм, так что слой этот очень тонкий.

Таким образом, можно сделать заключение, что поглощение лазерного излучения носит характер поверхностного эффекта.

2. Нагревание поверхности металла. Прежде чем определить связь между поглощенной энергией и температурой, до которой нагревается металл, необходимо рассмотреть процесс теплопередачи от нагретой поверхности и, таким образом, выяснить, при какой длительности импульса лазерного излучения процесс поглощения энергии можно считать мгновенным и можно пренебрегать потерями тепла из нагретого поверхностного слоя за время его нагревания (поглощения излучения). Для того чтобы дать ответ на этот вопрос, сначала рассмотрим простейший предельный случай мгновенного нагрева поверхностного слоя.

Если считать, что процесс облучения является мгновенным, то температура поверхностного слоя, усредненная по его толщине L , определяется из соотношения

$$Q_{\text{пол}} = \Delta T S L \rho c_v, \quad (8)$$

где S — площадь облучаемой поверхности, ρ — плотность, c_v — удельная теплоемкость металла, ΔT — изменение температуры поверхности. В том случае, когда поверхность нагревается до максимальной температуры T_{max} (близкой к температуре плавления $T_{\text{пл}}$), так как для подавляющего большинства металлов $T_{\text{пл}} \gg T_0$, где T_0 — начальная (комнатная) температура, то в (8) можно приближенно сделать замену $\Delta T \rightarrow T$. Оценки по соотношению (8) показывают ¹⁾, что для нагревания поверхностного слоя металла толщиной μ^{-1} до температуры плавления необходимо поглощение энергии излучения плотностью порядка 10^{-3} Дж/см². Отметим, что это небольшое значение по сравнению с типичным значением энергии в импульсе излучения для широкого класса лазеров.

Теперь учтем процесс распространения тепла в глубь металла. Для этого рассмотрим модельную задачу — поверхностный слой толщиной λ_0 нагрет мгновенно до температуры T . Оценим время, за которое тепло распространяется из этого слоя на глубину $L \approx \mu^{-1}$. Предположим, что процесс распространения тепла носит одномерный характер, справедливый в реальном случае, когда поперечный размер нагреваемой области $x, y \gg \mu^{-1}$. Искомое время τ определяется из равенства

$$Q_{\text{пол}}/S\tau = \lambda_p \mu \Delta T, \quad (9)$$

в котором левая часть представляет собой интенсивность теплового потока, а λ_p — теплопроводность металла. Из численных оценок по соотношению (9) следует ²⁾, что на глубину $L \sim \mu^{-1}$ тепло из поверхностного слоя распространяется за время $\tau \sim 10^{-10}$ с.

Из проведенных оценок ясно, что при наносекундной и большей длительности лазерного импульса необходимо учитывать процесс распространения тепла из области, в которой поглощается излучение. Что касается малых длительностей импульса излучения (пикосекундных и меньших), то в этом случае ситуация значительно более сложная, так как сравнимую величину может иметь время передачи энергии от электронов решетке и решетка может оставаться холодной. Процесс теплопроводности при этом, очевидно, качественно изменяется. Этот случай находится сейчас в стадии исследований.

Оценка скорости распространения тепла также показывает, что сделанная выше оценка энергии излучения, необходимая для нагревания металла до температуры плавления, справедлива лишь при ультракоротких импульсах излучения ($\tau_{\text{л}} \leq 10^{-10}$ с). Для наносекундных (и более длинных) импульсов требуется гораздо большая энергия излучения, так как за время облучения нагревается не только поверхностный слой, тепло распространяется на значительное расстояние от поверхности. Приближенно можно для таких импульсов использовать то же соотношение (8), в котором величину L определяют с учетом теплопроводности металла. Грубая оценка, использующая в (8) замену $L \rightarrow (\tau_{\text{л}}/\tau)\mu^{-1}$, дает для импульсов длительностью $\tau_{\text{л}} \sim 10^{-8}$ с поглощенную энергию излучения $Q_{\text{пол}}$, на два порядка величины превышающую значение $Q_{\text{пол}}$ для мгновенного нагревания, полученное в ¹⁾. Однако и это небольшая величина по сравнению с энергией излучения импульсных лазеров.

3. Эмиссия частиц с поверхности. Под действием лазерного излучения с поверхности металла могут быть вырваны различные частицы — нейтральные атомы и молекулы, электроны, положительные и отрицательные ионы. Как заряженные, так и нейтральные частицы могут быть вырваны с поверхности в результате ее нагревания; это так называемый *процесс термоэмиссии*. Заряженные частицы могут быть вырваны также и за счет непосредственного воздействия излучения в результате *внешнего фотоэффекта*. Качественное различие между термоэмиссией и фотоэффектом достаточно очевидно. В первом случае частица получает необходимую энергию, компенсирующую энергию связи, от твердого тела; во втором случае — непосредственно от излучения.

Ниже будут рассмотрены основные черты этих двух процессов, а также обсужден вопрос об их конкуренции.

Термоэмиссия. Эмиссия частиц с поверхности металла при повышении его температуры — давно и хорошо изученная область физической электроники (см., например, [8, 9]). Отрыв частиц от поверхности происходит тем легче, чем меньше их энергия связи. Сначала отрываются нейтральные частицы, потом электроны и ионы. Отрыв нейтральных частиц под действием лазерного излучения является методом очистки поверхности от адсорбированных загрязнений, важным для ряда приложе-

ний. Однако наибольший интерес для практики представляет процесс термоэлектронной эмиссии под действием лазерного излучения.

Основной закон термоэлектронной эмиссии, закон Ричардсона — Дэшмана, связывает плотность эмиссионного тока J_t с температурой металла T и работой выхода электрона из металла Φ следующим соотношением:

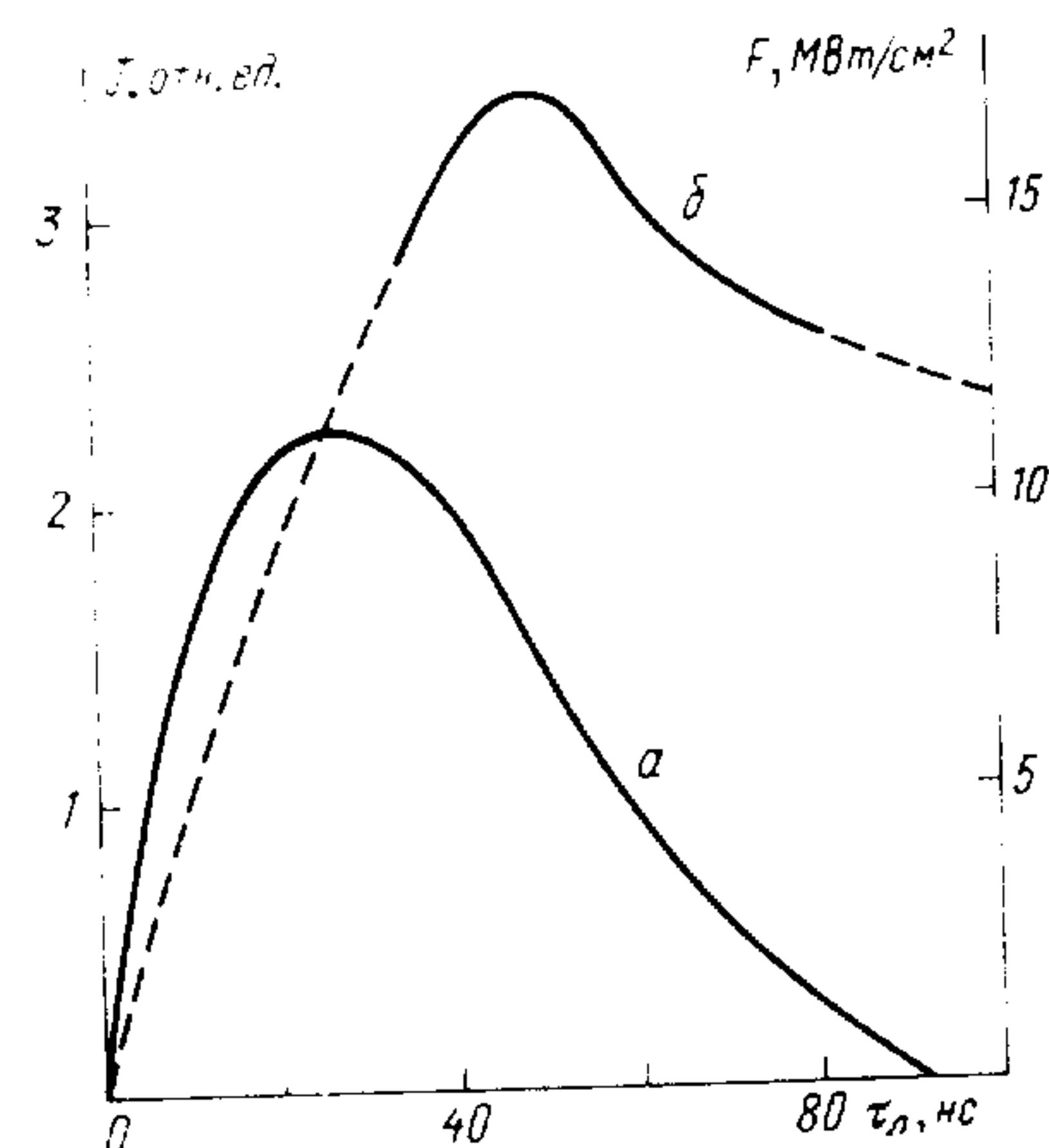
$$J_t = aT^2 \exp(-\Phi/kT), \quad (10)$$

где a — так называемая термоэлектронная постоянная Зоммерфельда ($a \sim 120 \text{ А/(см}^2 \cdot \text{К}^2)$), константа, зависящая от чистоты поверхности. Работой выхода Φ называется энергия, которую необходимо затратить для удаления электрона от поверхности металла в бесконечность:

$$\Phi = U_0 - \mathcal{E}_F, \quad (11)$$

где U_0 — потенциальный барьер на границе металл — вакуум, обусловленный электростатическим взаимодействием электрона, удаленного на бесконечность, с нескомпенсированным положительным зарядом решетки; $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми, максимальная кинетическая энергия электронов проводимости в металле.

Из закона Ричардсона — Дэшмана следует, что для получения значительного электронного тока необходимо, чтобы выполнялось соотношение $kT \sim \Phi$. Работа выхода Φ для различных металлов лежит в диапазоне от 3 до 5 эВ. Этим значениям энергии соответствуют температуры в несколько десятков тысяч градусов. Таким образом, видно, что для получения значительного электронного тока нагревать металл надо до предельных температур, близких к температуре плавления, т. е. до нескольких тысяч градусов. Как видно из предыдущего пункта, нагрев до



2. Зависимость от времени: а — интенсивности излучения F в импульсе наносекундного диапазона; б — термоэлектронного тока J из поверхности торрированного вольфрама [10]

нескольких тысяч градусов легко осуществляется при умеренных требованиях к лазерному излучению. Из данных о распространении тепла от нагреваемой поверхности, приведенных выше, ясно, что при наносекундной длительности импульса излучения (и большей длительности) распределение термотока во времени должно примерно соответствовать распределению во времени излучения. Этот вывод хорошо подтверждается экспериментально (рис. 2).

Именно импульсный характер термоэлектронной эмиссии, возникающей под действием импульсного лазерного излучения, а также небольшой размер источника электронов (размер нагреваемой области соответствует размеру кружка фокусировки излучения; последний при достаточно малом значении $\tau_{л}$ в принципе может быть порядка λ) являются наиболее важными для практики характеристиками этого процесса [10]. Используя лазерное облучение, разработаны импульсные источники электронов малых размеров, позволяющие получать экстремально большую плотность электронного тока.

Внешний фотоэффект. Основные закономерности внешнего фотоэффекта — процесса вырывания электронов из поверхности металла за счет поглощения фотонов, падающих на поверхность, — достаточно хорошо известны. При описании первых экспериментов по внешнему фотоэффекту, выполненных Г. Герцем и А. Г. Столетовым на рубеже XX века, А. Эйнштейном была постулирована квантовая природа света. Из уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

$$\mathcal{E} = \hbar\omega - \Phi \quad (12)$$

следует, что для вырывания электрона из поверхности, т. е. для того чтобы свободный электрон имел кинетическую энергию $\mathcal{E} > 0$, необходимо, чтобы энергия фотона была больше работы выхода ($\hbar\omega > \Phi$). Из данных о работе выхода из металлов ($\Phi \approx 3-5$ эВ, см., например, [6]) следует, что внешний фотоэффект может иметь место лишь под действием излучения ультрафиолетового диапазона частот (или более коротковолнового).

Очевидно, что в данном случае под термином фотоэффект предполагается однофотонный (линейный) внешний фотоэффект. Вероятность w отрыва электрона в этом случае линейно зависит от интенсивности излучения F (аналогично фотоэффекту в атоме, см. лекцию 5) ($w = \alpha_1 F$, где α_1 — эффективное сечение этого процесса). Соответственно и фототок также линейно зависит от интенсивности излучения: $J_{\phi} \propto F$.

Основной количественной характеристикой внешнего фотоэффекта является так называемый квантовый выход, т. е. отношение числа фотоэлектронов N_e , вырывающихся с единицы поверхности, к числу фотонов N_{γ} , падающих на эту поверхность. Для большинства металлов у красной границы для фотоэффекта ($\hbar\omega \sim \Phi$) квантовый выход $N_e/N_{\gamma} \sim 10^{-4}$. Тот факт, что у красной границы квантовый выход гораздо меньше единицы, вполне понятен — лишь те электроны, которые находятся непосредственно на поверхности, могут быть вырваны; те электроны, которые находятся в глубине, в поверхностном слое, где поглощается излучение, испытывают соударения с другими электронами, прежде чем достигнут поверхности; их энергия растрачивается в этих соударениях. При увеличении энергии фотонов (увеличении частоты излучения) ток эмиссии в вакуум увеличивается

по параболическому закону Фаулера [11]:

$$J_{\phi} = (1/2) \alpha a (\hbar \omega - \hbar \omega_0)^2 / k^2, \quad (13)$$

где $a = 120 \text{ А/}(\text{см}^2 \cdot \text{К}^2)$ — термоэлектронная постоянная Зоммерфельда; k — постоянная Больцмана; $\alpha = f(F, \omega) \sim 1$ — коэффициент, определяемый из эксперимента, ω_0 — частота, соответствующая красной границе. Соотношение (13) является приближенным; оно получено для модели, в которой предполагается, что все электроны имеют энергию Ферми, а те, которые могут преодолеть потенциальный барьер, не испытывают столкновений. Строгая теория [12] дает результаты, лучше согласующиеся с экспериментом для больших частот излучения. Однако приближенное соотношение (13) позволяет с удовлетворительной точностью описать выход электронов в области частот, не сильно превышающих красную границу.

До сих пор, говоря о внешнем фотоэффекте, мы имеем в виду однофотонное поглощение, чему соответствует и понятие красной границы и соотношение (12) для кинетической энергии фотоэлектронов. Между тем, по аналогии с процессом нелинейной ионизации атомов (лекция 5) очевидно, что может реализоваться и нелинейный внешний фотоэффект.

Характер нелинейного внешнего фотоэффекта так же, как и в случае нелинейной ионизации атомов, определяет параметр адиабатичности (лекция 5):

$$\gamma = \omega \sqrt{2\Phi/E}. \quad (14)$$

При $\gamma \gg 1$ внешний фотоэффект носит многофотонный характер, вероятность вырывания электрона степенным образом зависит от интенсивности излучения $w_{\phi} = \alpha^{(K)} F^K$, где $K = \langle \Phi/\hbar\omega + 1 \rangle$ — число фотонов, поглощение которых необходимо для выполнения закона сохранения энергии. Соотношение Эйнштейна (12) при этом остается справедливым при замене $\hbar\omega \rightarrow K\hbar\omega$. Соответственно и многофотонный фототок также нелинейно (степенным образом) зависит от интенсивности излучения:

$$J_{\phi} \propto F^K. \quad (15)$$

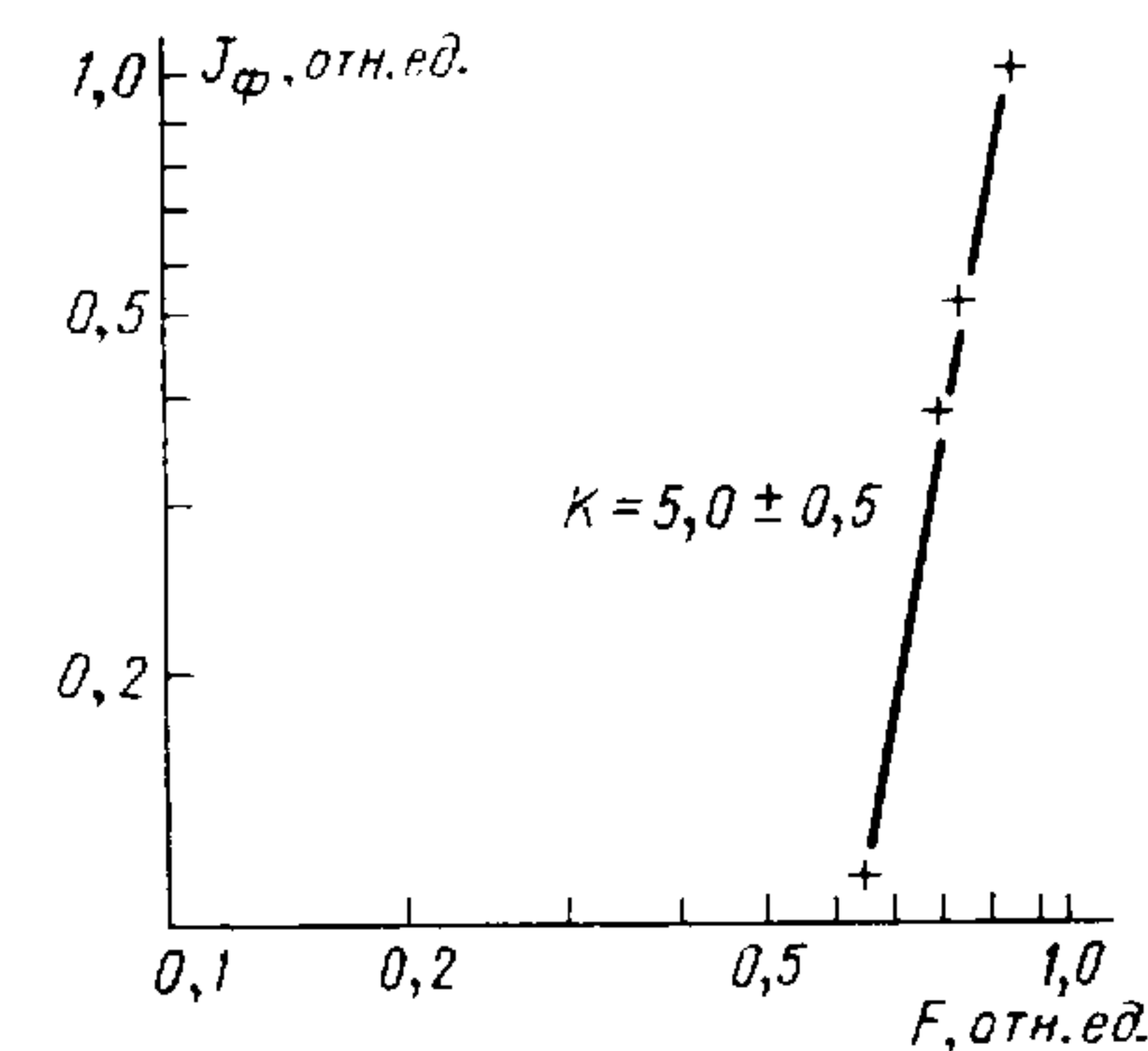
Из соотношения (14) легко оценить, что для металлов и видимого и ближнего инфракрасного излучения при не экстремально большой напряженности поля $\gamma \gg 1$, так что нелинейный фотоэффект должен носить многофотонный характер. Действительно, эксперименты, проведенные в этой области частот, позволили наблюдать внешний многофотонный фотоэффект при числе поглощаемых фотонов от 2 до 5 [13]. Многофотонный характер фототока следовал из вида зависимости фототока от интенсивности излучения (15). Типичный результат одного из экспериментов приведен на рис. 3. Значение многофотонного сечения $\alpha^{(K)}$ рассчитывается в рамках теории возмущений. Расчеты, учитывающие проникновение внешнего поля в металл и фермиевское распределение электронов проводимости по энер-

гиям, дают значения сечений, удовлетворительно согласующиеся с данными экспериментов, если дополнительно принимается во внимание процесс нагрева металла, приводящий к появлению электронов с энергией, большей энергии Ферми [13].

При $\gamma \ll 1$ внешний нелинейный фотоэффект должен носить характер туннельного эффекта (лекция 5). При этом электрон вырывается из металла за время, гораздо меньшее периода внешнего поля, а зависимость фототока от интенсивности излучения носит типичный для туннельного эффекта экспоненциальный характер (лекция 5). Из соотношения (14) легко оценить, что условие $\gamma \ll 1$ может реализоваться в поле излучения инфракрасного диапазона частот. Экспериментально наблюдался внешний фотоэффект в поле инфракрасного излучения CO_2 -лазера [14].

Конкуренция между внешним фотоэффектом и термоэлектронной эмиссией. Обращаясь к вопросу о конкуренции между процессами образования термо- и фотоэлектронов, а также к выяснению условий, когда доминирует тот или иной процесс, надо сначала сопоставить основные характеристики этих процессов и выделить качественные различия между ними. Можно выделить четыре наиболее важных различия.

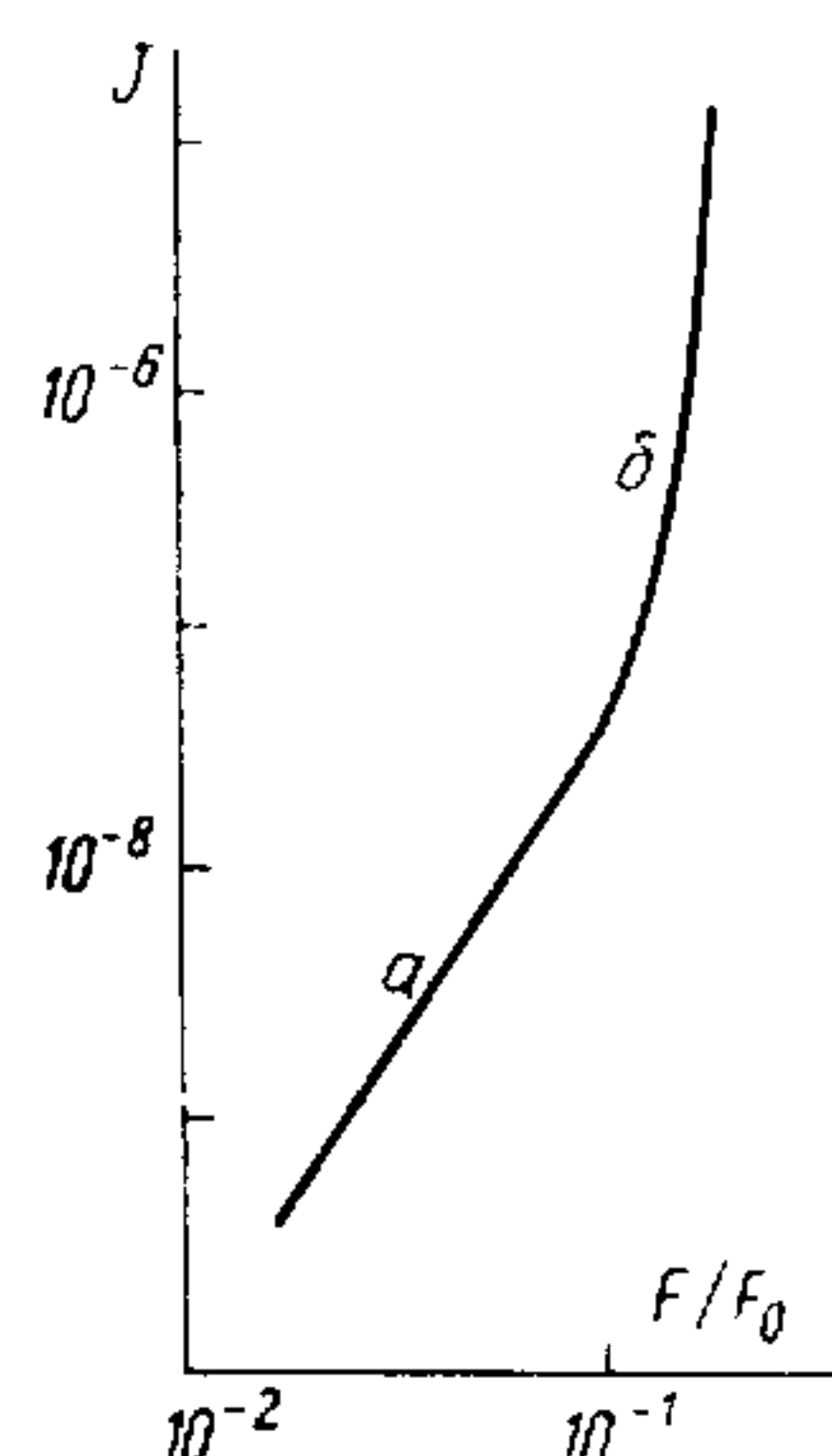
Первое различие — в распределении во времени излучения и электронного тока. Так, фототок безынерционен, электроны вырываются лишь во время, когда существует поле излучения. Термоток инерционен, он определяется не только процессом нагревания поверхности (процессом поглощения излучения), но и процессом распространения тепла от поверхности в глубь металла. Второе различие — в энергетических спектрах вырываемых электронов. В случае фотоэффекта электроны имеют фиксированную энергию согласно соотношению (12). В случае термоэмиссии распределение электронов по энергии является непрерывным и носит максвелловский характер. Третье различие — в зависимости тока от угла падения излучения на поверхность и ориентации вектора $\mathbf{E}$ поля излучения относительно поверхности. Значение фототока определяется компонентой электрического поля, нормальным к поверхности металла, и тем самым прямо зависит от ориентации вектора $\mathbf{E}$ (или, что то же, от плоскости поляризации излучения) относительно поверхности. Термоток не зависит от ориентации вектора $\mathbf{E}$, а от угла падения зависит лишь косвенно, через коэффициент отражения.



3. Зависимость пятифотонного фототока J_{ϕ} от интенсивности излучения F [13]

Четвертое различие — амплитуда фототока определяется интенсивностью (напряженностью поля) излучения, а амплитуда термотока — энергией излучения. Эти различия указывают на те возможности, которые имеются для выделения фото- и термоэлектронов.

Однако решающее значение имеет амплитуда электронного тока, так как в условиях, когда существенно доминирует один из эффектов, трудно обнаружить малый вклад другого эффекта, даже используя указанные различия в основных характеристиках. Качественно ясно, каковы условия, способствующие увеличению относительной роли фототока. Это (при фиксированной энергии в импульсе) уменьшение длительности импульса излучения (т. е. увеличение интенсивности излучения); малый угол между поверхностью металла и направлением падения излучения (т. е. увеличение отражения и тем самым уменьшение поглощенной энергии); небольшая энергия в импульсе излучения. Последнее условие отражает тот факт, что термоэмиссионная экспонента (10) всегда при большой энергии излучения обгоняет линейную или степенную (15) зависимость фототока.



4. Зависимость электронного тока от интенсивности излучения: а — многофотонный фототок, б — термоэлектронный ток [13]

В частности, именно используя эти возможности, удалось наблюдать многофотонный фотоэффект [13]. В качестве иллюстрации на рис. 4 приведены результаты одного из экспериментов, из которых хорошо видно, как по мере увеличения энергии в импульсе излучения сначала наблюдается степенной рост фототока, который потом переходит в экспоненциальный рост термотока.

* * *

Возникает естественный вопрос — в какой мере основные закономерности, установленные для случая воздействия лазерного излучения на металл, остаются справедливыми для диэлектриков? Ответ состоит в том, что качественно все остается неизменным, отличия носят лишь количественный характер. Однако эти количественные отличия в ряде случаев весьма существенны. Существенно отличается число свободных электронов, температура плавления, теплопроводность и другие усредненные характеристики твердого тела. Так, если проводимость металлов лежит в диапазоне 10^4 — 10^6 Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, то проводимость диэлектриков — в диапазоне 10^{-10} — 10^{-12} Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$. Поэтому аналогия сохраняется лишь в отношении качественных закономерностей, описывающих отдельные процессы, однако их относительная роль и условия реализации, как правило, отличаются [15].

Полупроводники, как известно, занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. При взаимодействии лазерного излучения с полупроводниками [16] возникает ряд специфических эффектов, играющих существенную роль в физике полупроводниковых лазеров [17].

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Энергия лазерного излучения, необходимая для нагревания поверхностного слоя металла, в котором поглощается излучение. Будем исходить из соотношения (8):

$$Q = Q_0(1 - R) = \Delta T \rho S c_V / \mu.$$

Положим $R \approx 0,9$, $\Delta T \approx T = 10^3$ К, $S = 1$ см ^{2} , $\mu^{-1} = 10^{-5}$ см, $\rho \approx 10$ г/см ^{3} , $c_V \approx 10^{-4}$ кал/(г·К) (пренебрегая зависимостью $c_V(t)$). Подстановка этих числовых значений в (8) дает значения поглощенной энергии лазерного излучения $Q \sim 10^{-3}$ Дж/см ^{2} и энергии в импульсе излучения $Q_0 \sim 10^{-2}$ Дж/см ^{2} .

2. Теплопередача от нагреваемого поверхностного слоя вещества. Будем исходить из соотношения (9):

$$Q/(S\tau) = \lambda_p \Delta T/L.$$

Положим энергию $Q \sim 10^{-3}$ Дж/см ^{2} в соответствии с 1), $S \sim 1$ см ^{2} , $\lambda_p \sim 10^{-1}$ кал/(см·с·К) (пренебрегаем зависимостью $\lambda_p(T)$), $L = \mu^{-1} \approx 10^{-5}$ см, $\Delta T \approx T = 10^3$ К. Подстановка этих числовых значений в (9) дает время распространения тепла $\tau \sim 10^{-10}$ с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Г. С. Оптика.— М.: Наука, 1976.— Гл. 23, 25.
2. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла: Пер. с англ./Под ред. Л. А. Арцимовича.— М.: Мир, 1976.— Гл. 1.
3. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходжко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— § 86.
5. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика.— М.: Наука, 1979.— § 31.
6. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
7. Соколов А. В. Оптические свойства металлов.— М.: Физматгиз, 1961.
8. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника.— М.: Наука, 1966.
9. Шимони К. Физическая электроника.— М.: Энергия, 1977.
10. Рэди Дж. Действие лазерного излучения: Пер. с англ./Под ред. С. И. Анисимова.— М.: Мир, 1974.— Гл. 4, § 3.
11. Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электронной техники.— М.: Высшая школа, 1982.— § 10.7.
12. Бродский А. М., Гуревич Ю. Я. Теория электронной эмиссии из металлов.— М.: Наука, 1973.
13. Анисимов С. И., Бендерский В. А., Фаркаш Г. // УФН.— 1977.— Т. 122.— С. 185.
14. Farfas G., Chin S. // Appl. Phys.— 1985.— V. B37.— P. 141.
15. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков.— М.: Наука, 1968.
16. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Т. Физика полупроводников.— М.: Наука, 1977.— Гл. 18.
17. Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры.— М.: Наука, 1976.

Лекция 20. ПЛАВЛЕНИЕ И ИСПАРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

Плавление металлов. Испарение металлов. Технологические применения лазерного излучения при обработке металлов. Окисление металлической поверхности при облучении

Продолжая рассмотрение основных явлений, возникающих при воздействии лазерного излучения на твердые непрозрачные тела и, в первую очередь, на металлы, обратимся в этой лекции к стадии плавления и испарения металлов. Даже в рамках той приближенной модели выделения отдельных стадий, которая положена в основу проводимого рассмотрения, нереалистично разделять эти процессы, так как упругость насыщенного пара очень быстро растет при незначительном увеличении температуры над температурой плавления.

Рассматривая взаимосвязанный процесс плавление — испарение металлов, мы, в соответствии с принятой моделью последовательных стадий, не будем рассматривать процесс ионизации паров, т. е. процесс образования плазмы. Такое ограничение в известной мере обосновано тем, что на самом деле в широком классе приложений имеет место процесс испарения без ионизации паров, так и тем, что образование плазмы и эффекты, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с плазмой, являются отдельным и очень важным направлением в физике взаимодействия лазерного излучения с веществом. Этому направлению будут посвящены следующие лекции.

Наконец, обращаясь к стадии плавления — испарения металлов, надо иметь в виду, что эти процессы лежат в основе многочисленных технологических процессов, разработанных в последние годы в области металлообработки, а также обработки других материалов. Это лазерная сварка и лазерная термообработка поверхностей (закалка), проплавление отверстий, в том числе в таких тугоплавких и твердых материалах, как сапфир и алмаз, это, наконец, раскрой (резка) листовых материалов, например тканей. Очевидными перспективными отличиями лазерных технологий являются предельно высокая пространственная локализация воздействия (при фокусировке излучения), исключительная краткость действия во времени, позволяющая локализовать пространственно область теплового воздействия, бесконтактный характер воздействия, возможность строгой дозировки воздействия. Эти особенности делают лазерные технологии в ряде случаев не только прогрессивными, но и незаменимыми. В основе всех этих прогрессивных технологий лежат процессы плавления и испарения твердого тела лазерным излучением.

1. Плавление металлов. Выше, в лекции 19, уже шла речь о том, что в ряде случаев трудно или невозможно выделить отдельные стадии процесса взаимодействия лазерного излучения с твердыми непрозрачными телами. Если стадия нагревания без изменения фазового состояния, рассмотренная в лекции 19,

может быть четко выделена, в особенности при температурах, значительно меньших температуры плавления, то выделить стадию плавления значительно труднее. Дело в том, что в интервале изменения температуры от температуры плавления $T_{пл}$ до температуры кипения $T_{кип}$ очень быстро растет давление равновесного пара. (Напомним, что температура кипения — это та температура, при которой давление равновесного пара равно давлению окружающего газа, т. е. — в подавляющем числе практически реализуемых случаев — атмосферному давлению.) В качестве типичного количественного примера приведем алюминий, для которого $T_{пл} \approx 900$ К, $T_{кип} \approx 2000$ К, а давление насыщенного пара при этом, примерно двукратном, увеличении температуры возрастает на 11 (!) порядков, от $p_{пл} \sim 10^{-8}$ Тор до $p_{кип} \sim 10^3$ Тор. Из этого примера видно, что если плавление является пороговым процессом, для реализации которого необходима температура $T > T_{пл}$, то испарение не является пороговым процессом, равновесное давление паров плавно и очень быстро увеличивается при повышении температуры. Поэтому если нужно выделить стадию плавления и имеется возможность пренебречь испарением, то надо нагревать металл до температур, лежащих в очень узком диапазоне над температурой плавления.

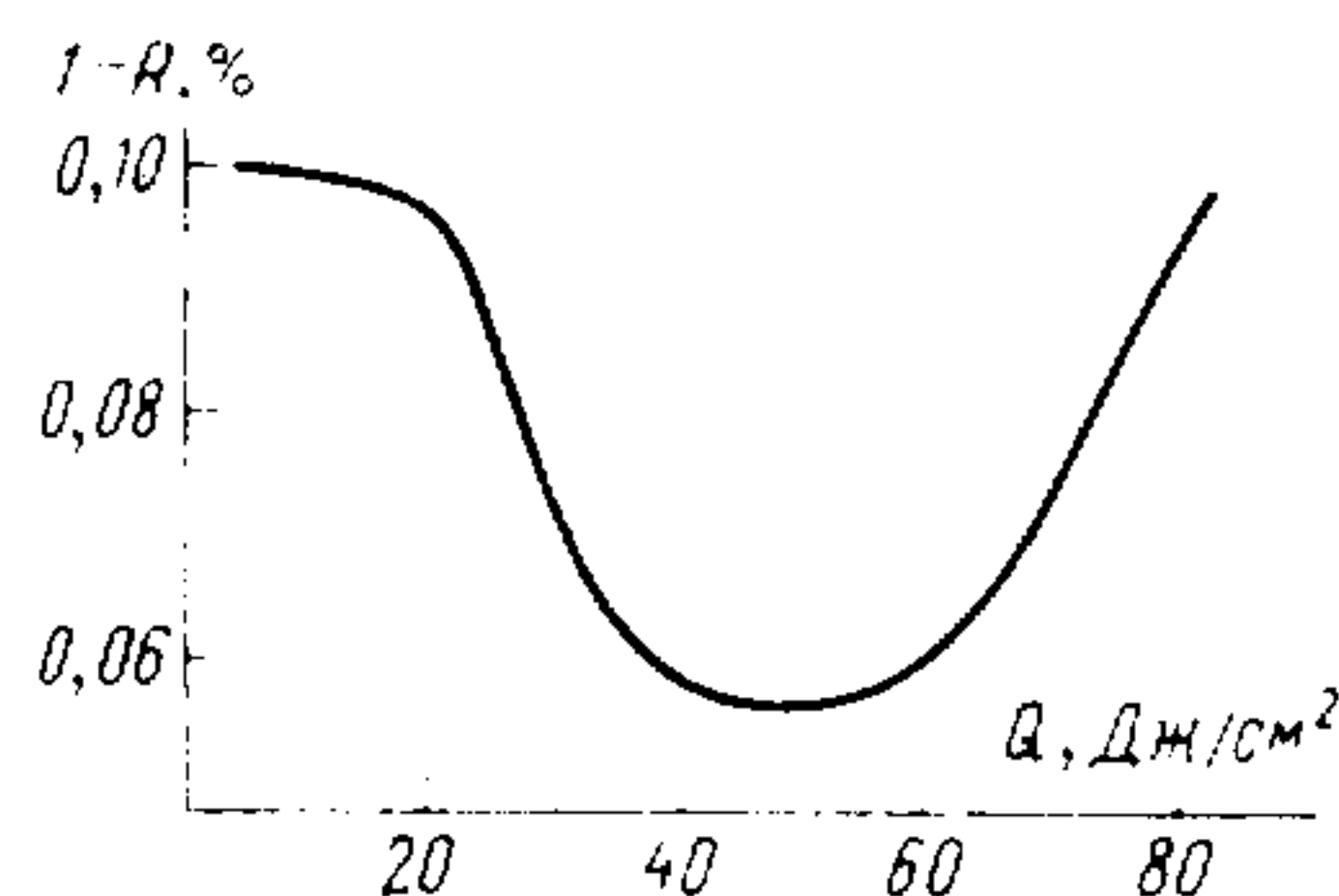
Для того чтобы количественно определить параметры лазерного излучения, необходимые для осуществления процесса плавления металлов, надо к соотношениям, рассмотренным в лекции 19, которые описывают процесс поглощения излучения, нагревания поверхности и распространения тепла от нагретой поверхности в глубь металла, добавить соотношения и различные данные, характеризующие процесс плавления.

Первое, что необходимо рассмотреть, — это изменения тепловых свойств металлов в твердой и жидкой фазах. Табличные данные [1] показывают, что удельная теплоемкость практически остается неизменной, а теплопроводность уменьшается примерно в 2 раза при плавлении металла. Следовательно, оценки по порядку величины могут быть сделаны без учета этих изменений и с использованием данных для твердой фазы.

Второе, что необходимо принять во внимание, — это скрытая теплота плавления металлов. Она изменяется на порядок величины при переходе от легкоплавких металлов (например, для свинца примерно равна 10^3 кал/моль) к тугоплавким металлам (например, для вольфрама — 10^4 кал/моль). Для того чтобы ощутить роль скрытой теплоты плавления, ее надо сопоставить с тем количеством тепла, которое необходимо для нагревания металла до температуры плавления. Молярная теплоемкость для всех металлов примерно одинакова, $c_p \approx 10$ кал/(моль · К). Поэтому основную роль играет температура плавления, которая различается очень сильно примерно от 300 °С для легкоплавких металлов (например, свинец) до 3000 °С для тугоплавких (например, вольфрам). Соответственно количество тепла, необходимое для нагревания металла от комнатной температуры до

температуры плавления, также очень сильно различается (примерно от 10^2 кал/моль для свинца до 10^4 кал/моль для вольфрама). Сопоставление этих величин показывает, что роль скрытой теплоты плавления тем больше, чем ниже температура плавления металла.

Наконец, третий фактор, который надо принимать во внимание в наиболее распространенном случае плавления металлов лазерным излучением в воздухе, — это процесс окисления поверхностного слоя и изменение коэффициента отражения излучения, обусловленное окислением [2]. Поверхностное окисление при плавлении в атмосфере воздуха наблюдается для различных металлов, различных длительностей облучения и различ-



1. Изменение коэффициента поглощения ($1 - R$) нержавеющей стали (в относительных единицах) в зависимости от энергии излучения Q при облучении поверхности излучением лазера на стекле с неодимом ($\lambda \approx 10$ мкм) с длительностью импульса $\tau_{\text{л}} \approx 1$ мс

ных частот излучения [2]. В своей основе этот процесс аналогичен ранее хорошо изученному процессу изотермического окисления металлов [3, 4]. Толщина слоев окисла достигает $10-10^2$ нм при миллисекундной длительности и десятков микрометров при непрерывном облучении [2]. Рисунок 1 иллюстрирует изменение поглотательной способности нержавеющей стали из-за окисления поверхности, измеренное при нагреве лазерным излучением [5]. (Более подробно см. в конце этой лекции.)

Строгое описание процесса плавления достаточно сложно, так как оно должно учитывать все упомянутые выше факторы в динамике, с учетом распределения лазерного излучения во времени и продвижения границы между твердой и жидкой фазами в глубь металла при его нагревании. Это так называемая *задача Стефана* [6], хорошо известная в математической физике. В общем виде ее решение может быть получено лишь численно, с использованием ЭВМ. Некоторые результаты таких расчетов приведены в книге [7].

Плавление металлов лазерным излучением имеет большое значение для практики и современной технологии металлообработки. Однако в условиях практической реализации плавления всегда одновременно реализуется и сильное испарение вещества. Поэтому, прежде чем обсудить практику использования лазерного излучения для плавления металлов, обсудим процесс испарения, а также те специфические явления, которые могут сопутствовать испарению металлов.

2. Испарение металлов. Из данных, приведенных выше, следует, что уже при незначительном превышении температуры металла над температурой плавления испарение может быть не

пренебрежимо мало, а при достижении температуры кипения давление паров равно давлению окружающего газа. Облако пара, возникающее на пути излучения перед нагреваемой поверхностью, качественно изменяет процесс взаимодействия лазерного излучения с металлом. Во-первых, пары могут эффективно поглощать излучение, экранируя нагреваемую поверхность от источника излучения. Во-вторых, пары могут быть ионизованы под действием излучения, так что поглощать излучение и экранировать металл будут уже не пары, а плазма (лекция 21). Наконец, в-третьих, в плазменном облаке может возникнуть оптический пробой (лекция 16).

Методы экспериментального исследования процесса испарения металлов весьма разнообразны [8]. В основном они сводятся к непосредственному наблюдению выброса пара, регистрации потери массы облученного металла и к измерению дефекта (лунки, отверстия), образующегося в металле. Для наблюдения выброса пара применяются скоростные фоторегистраторы, позволяющие получить развернутое во времени изображение парового облака при фотографировании его в направлении, перпендикулярном оси пучка лазерного излучения (лекция 21). Потеря массы регистрируется взвешиванием образца. Геометрия дефекта исследуется путем изготовления шлифов образца стандартными металлографическими методами. Данные таких измерений, полученные совместно с детальными данными об энергии в импульсе и пространственно-временном распределении лазерного излучения на поверхности металла, дают исчерпывающую информацию о процессе испарения.

В этом разделе будет рассмотрен процесс испарения без учета влияния образующегося пара на процесс распространения излучения от лазера к поверхности металла. Из сказанного выше ясно, что при этом мы будем ограничиваться умеренными интенсивностями излучения. При рассмотрении процесса испарения металлов (как и при рассмотрении процесса нагревания) необходимо с самого начала различать стационарный и нестационарный режимы, реализующиеся при использовании непрерывного и импульсного лазерного излучения. Рассмотрим сначала нестационарный процесс.

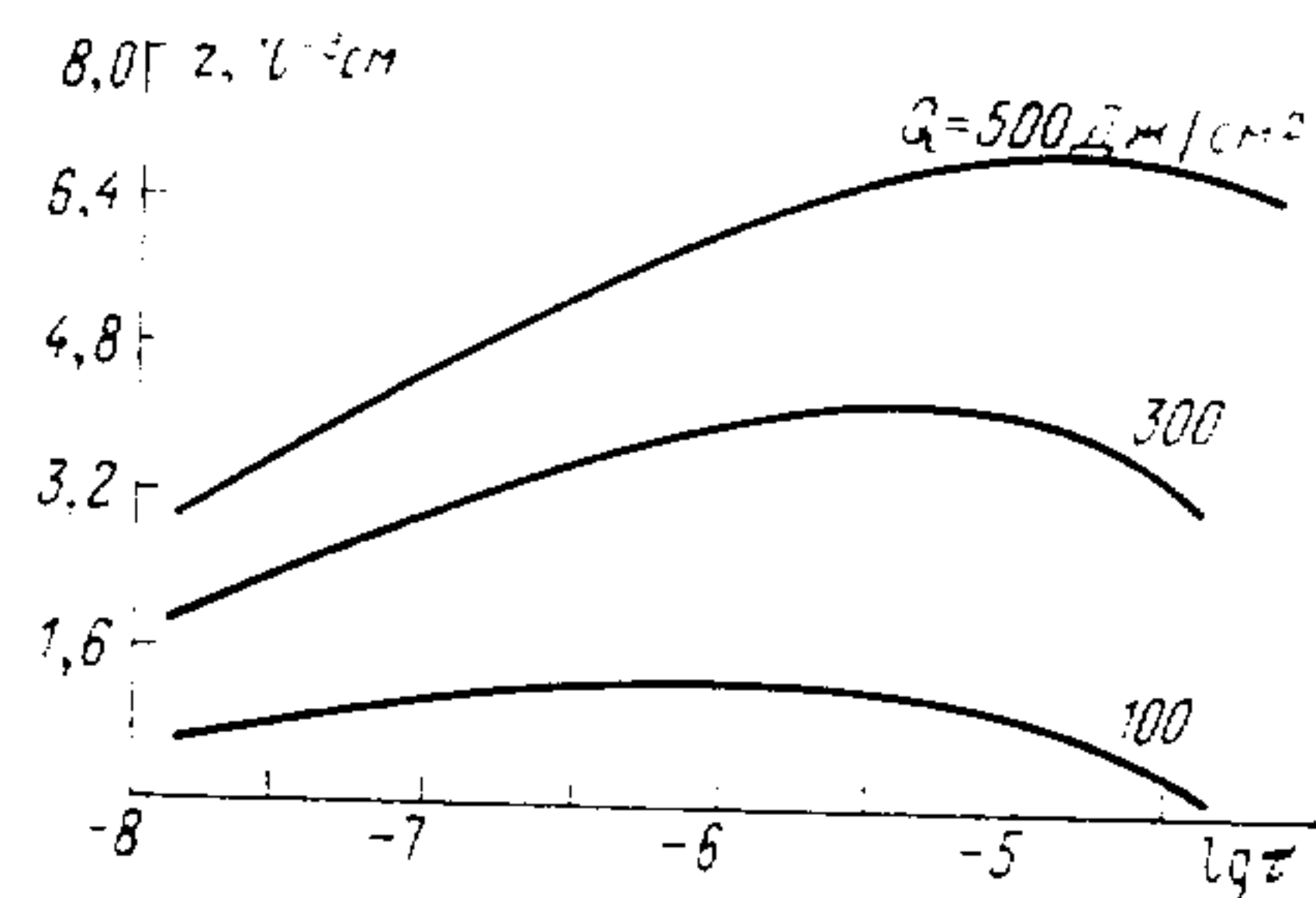
Зададимся такой интенсивностью излучения $F = Q/\tau_{\text{л}}$, при которой металл будет нагрет в поглощающем слое до температуры $T > T_{\text{пл}}$. Характер процесса испарения зависит при этом от энергии Q и длительности $\tau_{\text{л}}$ действия излучения. Пусть фиксирована энергия Q . Если $\tau_{\text{л}}$ велико, то тепло успевает распространиться за счет теплопроводности на большую глубину, температура не будет велика и соответственно невелико будет количество испарившегося металла. Если $\tau_{\text{л}}$ мало, то температура поверхности металла будет велика, но толщина нагретого слоя мала, что опять означает малое количество испаренного металла. Отсюда очевидно, что эффект испарения будет максимален при некотором среднем значении $\tau_{\text{л}}$.

Для того чтобы получить количественные данные, надо решить сложную задачу, о которой уже шла речь выше, — задачу распространения тепла в глубь металла, а конкретно — задачу распространения в металле фронта испарения, т. е. температуры $T > T_{пл}$. Строгое решение этой задачи возможно лишь численными методами. При упрощенном решении этой задачи [8] предполагается, что поглощенная энергия излучения Q не изменяется во времени, а скорость испарения металла определяется исходя из закона сохранения энергии. Неизменность поглощения является, конечно, приближением, которое, безусловно, нарушается в условиях, когда существенную роль играет экранировка металла паром (об этом уже говорилось выше). Поэтому полученное решение ограничено со стороны больших интенсивностей излучения. Из решения этой задачи следует, что при заданном Q максимальное перемещение фронта испарения $T \geq T_{кип}$ достигается при интенсивности излучения, связанной с теплофизическими константами металла, следующим соотношением [8]:

$$F \approx 3a(\lambda\rho)^2/Q, \quad (1)$$

где λ — удельная теплота испарения, ρ — плотность металла, a — коэффициент температуропроводности. Очевидно, что максимальное перемещение фронта испарения соответствует максимальному количеству испаренного металла. Оценка по этому соотношению для импульса наносекундной длительности дает интенсивность излучения 10^8 Вт/см²).

Зависимость продвижения (перемещения) фронта испарения в глубь металла от длительности облучения при трех значениях поглощений энергии Q , рассчитанная в рамках той же модели, приведена на рис. 2. Из этих данных видно, что максимум смещается с ростом Q в область больших τ , что следует из (1).



2. Глубина z продвижения фронта испарения в меди в зависимости от длительности облучения τ (в секундах) для трех значений поглощенной энергии Q

Видно также, что во всем диапазоне варьирования длительностей импульсного лазерного излучения (от режима модуляции добротности ($\tau_{л} \sim 10^{-8}$ с) до режима свободной генерации ($\tau_{л} \sim 10^{-3}$ с)), ограничиваясь не очень большой интенсивностью излучения (для которой и построена данная модель), нельзя достигнуть заметной глубины испарения, которая всегда меньше или равна 0,1 мм. Этот вывод хорошо подтверждается всей совокупностью экспериментальных данных [7—9].

Между тем, глубина испарения является важной характеристикой для многочисленных практических применений, так как, по сути дела, это глубина, с которой удаляется металл, т. е. глубина отверстия (лунки), которая может быть сделана в металле, или толщина листового металла, в котором может быть сделано сквозное отверстие. Имеются две очевидные возможности увеличения глубины испарения — повышение интенсивности излучения и использование непрерывного излучения. Первая возможность ограничена быстрым испарением и экранировкой металла парами, а вторая — типом используемого лазера, так как достаточно высокую интенсивность F непрерывного излучения можно получить лишь для отдельных лазеров.

При использовании лазерного излучения для решения различных технологических задач используются, как правило, непрерывное инфракрасное излучение СО₂-лазера и специальные приспособления, позволяющие удалять пары металла и расплав по мере их образования [9, 10].

Описание процесса испарения металла при стационарном режиме облучения и пренебрежении взаимодействием излучения с парами не представляет особых затруднений только в случае, когда глубина испарения гораздо меньше размера (радиуса) облучаемой поверхности. Однако этот случай, в пределах соответствующий неограниченной облучаемой поверхности, не представляет практического интереса; на практике всегда глубина испарения больше радиуса облучаемой поверхности. Модель такого режима испарения обсуждается в следующем пункте.

В заключение отметим основные свойства испаренного металла.

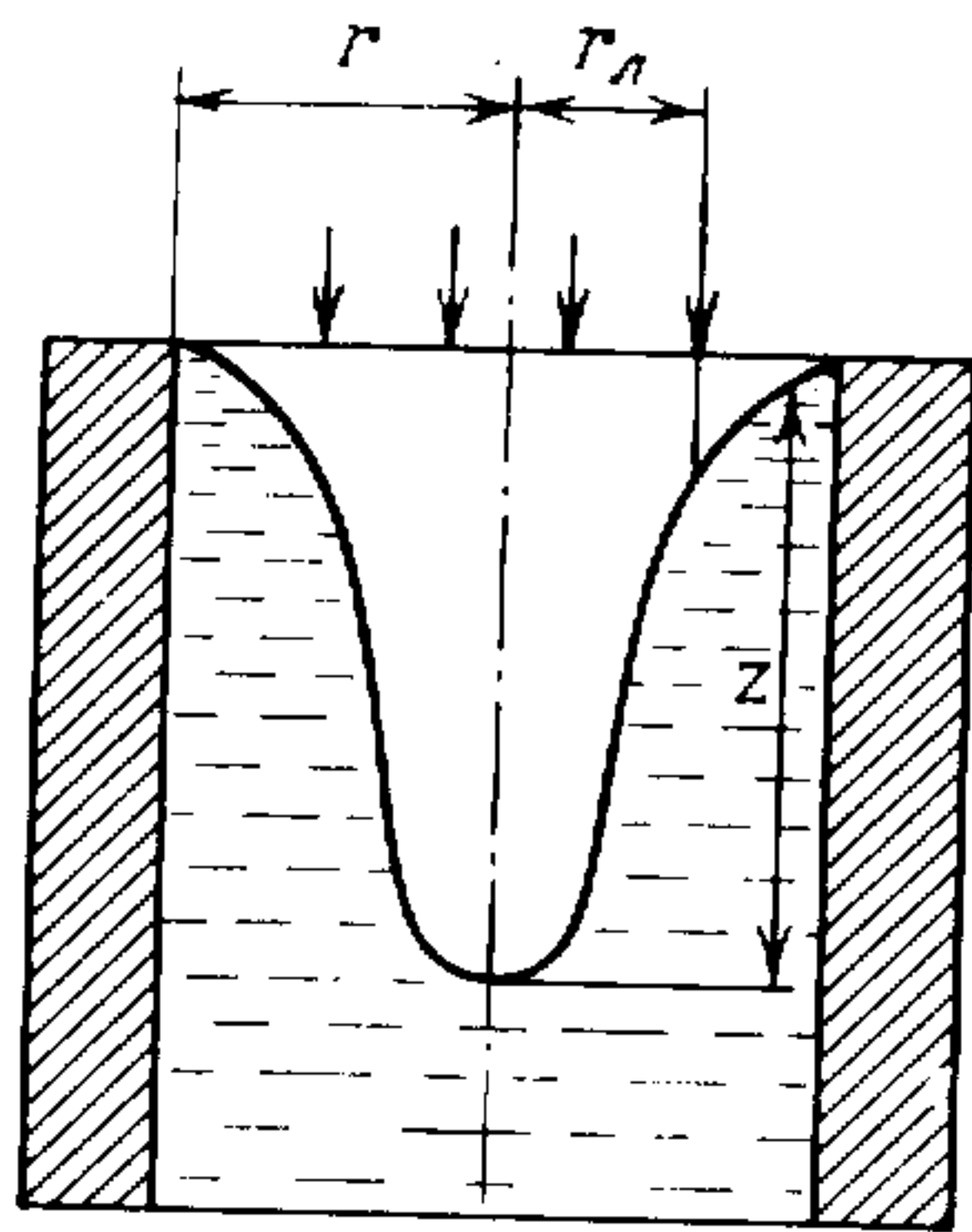
Свойства пара достаточно просто описать лишь в одном случае, полагая, что это газ, свободно расширяющийся в вакуум. В этом случае частицы испускаются нагретой поверхностью в телесном угле 2π стерадиан и имеют максвелловское распределение по скоростям с температурой T_0 , равной температуре поверхности²). Плотность газа n_0 равна плотности насыщенного пара при температуре T_0 . При этом составляющая массовой скорости пара, направленная нормально к поверхности $u_0 = \bar{v}/4 = (k_B T_0 / 2\pi m)^{1/2}$, где m — масса атома пара [9]. Скорость u_0 определяет скорость оттока газа от поверхности в пренебрежении процессом столкновения частиц, т. е. на расстояниях от поверхности $z \ll l = (n_0 \sigma)^{-1}$, где l — длина свободного пробега частиц, σ — газокинетическое сечение соударений. Плотность потока j_0 пара равна соответственно $j_0 = n_0 u_0$, а давление пара $p_0 = n_0 k_B T_0$.

Легко оценить, что в реальной ситуации это неравенство не выполняется. Кроме того, практически наиболее интересен случай, когда давление в окружающем газе не равно нулю (вакуум), а равно атмосферному давлению (окружающий воздух). Наконец, надо учесть обратный поток пара, конденсирующегося

на поверхности. Учет этих реальных условий испарения дает значения плотности пара n и скорости его разлета u , совпадающие в пределах фактора 2 с приведенными выше значениями n_0 и u_0 . Используя связь температуры поверхности T_0 с энергией поглощенного излучения (лекция 19), можно получить зависимости n_0 , u_0 и p_0 от энергии излучения.

Оценки показывают, что по порядку величины при испарении металла в атмосферный воздух $n_0 \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $u_0 \sim 10^5 \text{ см/с}$. Эти оценочные данные по порядку величины согласуются с величинами, измеренными в большом числе экспериментов, с использованием скоростной фотографии и других методов диагностики.

3. Технологические применения лазерного излучения при обработке металлов. Как уже говорилось выше, для того чтобы процесс плавления — испарения металла можно было реализовать на большой глубине, необходимо использовать непрерывное лазерное излучение, а сам процесс должен носить стационарный характер. Рассмотрим модель такого процесса, когда канал проникает в глубь металла на расстояние z , значительно превышающее радиус поперечного распределения излучения r_d .



3. Схема, иллюстрирующая модель глубокого проплавления металла лазерным излучением. Область, занимаемая расплавленным металлом, имеет радиус r ; z — глубина канала

При $z \gg r_d$ стенки канала, образуемого в металле из-за удаления паров, как и его дно, представляют собой жидкий, расплавленный металл (рис. 3). Процесс испарения металла на стенках поддерживает существование канала и обуславливает продвижение дна канала в направлении z . Наиболее простой моделью такого процесса является однородно нагретый цилиндр радиуса r_d и высотой z . Распределение температуры в окружающем металле может быть приближенно описано как распределение от цилиндрического источника для $r \ll z$,

$$T = \mathcal{P} (2\pi\lambda z)^{-1} \ln(z/r), \quad (2)$$

и как распределение от сферического источника для $r \gg z$,

$$T = \mathcal{P} / (2\pi\lambda r), \quad (3)$$

где $\mathcal{P}$ — мощность излучения, λ — коэффициент теплопроводности.

Из (2), пренебрегая слабой логарифмической зависимостью, получаем, полагая $T = T_{\text{кип}}$, для глубины канала приближенную оценку

$$z = \mathcal{P} / (2\pi\lambda T_{\text{кип}}). \quad (4)$$

Уточнение этой оценки в рамках данной модели не представляется целесообразным, так как модель не учитывает взаимодействия излучения с парами металла. Оценка (4) удовлетворительно описывает данные экспериментов [9]. В рамках этой модели можно получить и вполне реалистические оценки ширины зоны плавления металла, имеющей определяющее значение для процесса лазерной сварки.

В настоящее время лазерное излучение широко применяется для обработки металлов в промышленности. Это такие процессы, как сварка (шовная и точечная), термообработка поверхности, удаление материала, пробивка отверстий, резка [11, 12]. Что касается резки, этот процесс нашел применение и при раскрое синтетических тканей и пленок. Наконец, тепловое воздействие лазерного излучения широко используется в электронике и микроэлектронике [11, 12].

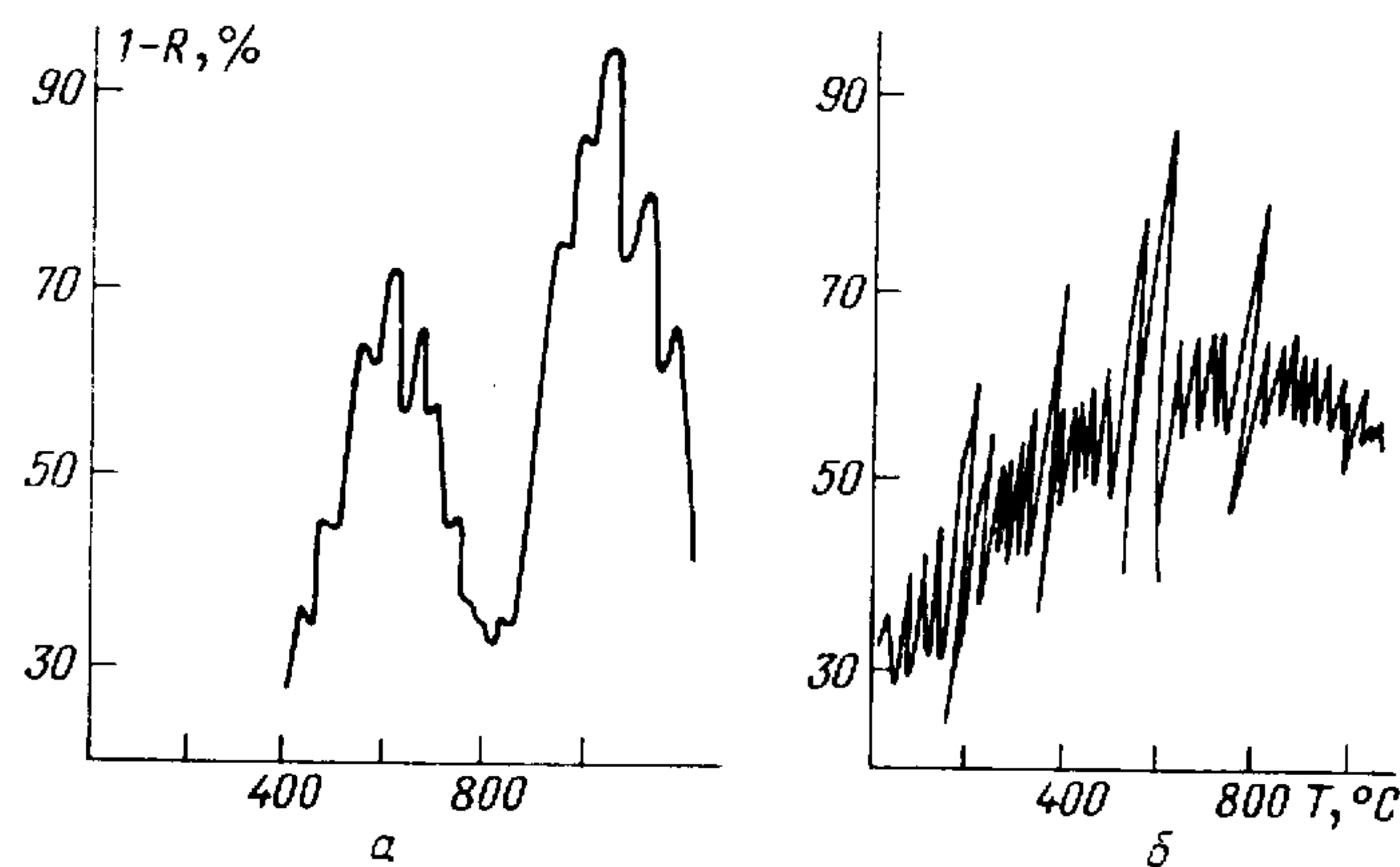
4. Окисление металлической поверхности при облучении. Лазерную химию, т. е. широкий круг вопросов, связанных с различными химическими реакциями и процессами, возникающими или изменяющими свой характер под действием лазерного излучения, можно подразделить на *селективную (резонансную) лазерную химию* (или *лазерную фотохимию*) [13], [14] и *неселективную (нерезонансную) термохимию*. Вся селективная лазерная химия так или иначе связана с селективным (резонансным) воздействием монохроматического излучения на определенные связи в атомах и молекулах. К термохимии относятся неселективные процессы, в которых частота лазерного излучения если и играет какую-либо роль, то эта роль обусловлена не характером взаимодействия на атомно-молекулярном уровне, а частотной зависимостью усредненных характеристик макроскопического вещества.

На первый взгляд может показаться, что специфика *лазерной термохимии* отсутствует, и речь должна идти просто о *термохимии*. Действительно, какая разница, чем нагревать вещество, если результат определяется лишь его температурой? Однако на самом деле это не так, и можно указать на ряд параметров, качественно и количественно отличающих лазерную термохимию от термохимии. Качественным отличием является возможность изменять частоту монохроматического излучения, нагревающего вещество. Количественным отличием является возможность осуществить нагрев вещества в малой области пространства за очень короткие интервалы времени. Эти отличия выделили лазерную термохимию в отдельное и своеобразное научное направление [15], в рамках которого удалось обнаружить и изучить ряд новых термохимических явлений. Одно из таких

явлений — окисление поверхности металлов под действием лазерного излучения.

В случае окисления специфика теплового действия лазерного излучения обусловлена наличием обратной связи в процессе взаимодействия излучения с поверхностью металла и возможностью влиять на эту обратную связь, изменяя характеристики излучения. Так, увеличение интенсивности излучения ведет к увеличению температуры поверхности, к увеличению слоя окисла, что, в свою очередь, уменьшает коэффициент отражения, увеличивает интенсивность излучения, действующего на поверхность, и соответственно увеличивает ее температуру. Таким образом, имеет место положительная обратная связь в процессе взаимодействия излучения с поверхностью металла. Динамика этого процесса носит характер *термохимической неустойчивости*.

Более детальное исследование процесса окисления поверхности металла показало, что может иметь место и отрицательная обратная связь, т. е. процесс может носить *саморегулирующийся характер*. Так, при измерении зависимости поглотитель-



4. Экспериментальные данные о коэффициенте поглощения $(1 - R)$ лазерного излучения поверхностью меди в зависимости от температуры поверхности: а — $\lambda \approx 1,0$ мкм; б — $\lambda \approx 0,5$ мкм

ной способности поверхности металла от температуры поверхности был обнаружен немонотонный характер этой зависимости (рис. 4). Интервалы изменения температуры, в которых поглотительная способность уменьшается, соответствуют наличию отрицательной обратной связи в процессе нагревания поверхности металла лазерным излучением, т. е. саморегулирующемуся характеру этого процесса.

Причина немонотонности коэффициента поглощения объясняется просто с учетом того, что коэффициент поглощения излучения в слое окисла относительно невелик, так что излучение отражается как поверхностью окисла, так и поверхностью металла. Это хорошо известный в оптике случай отражения от

тонкого слоя [16], когда коэффициент отражения определяется интерференцией волн, отраженных от обеих границ слоя, и, тем самым, зависит от толщины слоя. В дальнейших экспериментах зависимости $(1 - R) = f(T)$ были получены с использованием лазерного излучения с длинами волн $\lambda \approx 1$ мкм (лазер на стекле с неодимом) и $\lambda \approx 0,5$ мкм (аргоновый лазер). Эти эксперименты прямо подтвердили приведенную выше модель взаимодействия (как видно из рис. 4) — чем меньше длина волны излучения, тем уже интервал изменения температуры, на котором изменяется знак производной $\partial(1 - R)/\partial T$, что связано с уменьшением интерференционной толщины пленки $\lambda/2n$. Низкочастотная модуляция зависимости $(1 - R) = f(T)$, наиболее четко проявляющаяся при $\lambda \approx 1$ мкм (рис. 4б), обусловлена образованием различных окислов — CuO_2 и CuO [15, 17].

Пример реакции окисления, одной из классических химических реакций, был приведен здесь, так как окисление существенно влияет на рассматриваемый процесс взаимодействия лазерного излучения с поверхностью металла. Однако сейчас известно много других перезонансных термохимических процессов, возникающих под действием лазерного излучения и носящих нелинейный характер (процессы горения паров металлов, распространения излучения в химически активной среде, вынужденного термохимического рассеяния излучения [15, 18]).

* * *

В заключение рассмотрения стадий плавления и испарения твердых тел первое, что необходимо отметить, — это возможность с хорошей точностью экстраполировать данные, полученные для металлов, на диэлектрики. Суть дела в том, что при плавлении и испарении мы имеем дело с кристаллической решеткой, которая мало различается в случае металлов и диэлектриков. (Напомним, что различия при нагревании металлов и диэлектриков излучением значительно больше из-за различий в состояниях электронов, о чем уже была речь выше, в лекции 19.)

Надо также еще раз отметить, что проведенное выше рассмотрение справедливо лишь в условиях слабого парообразования, когда можно пренебречь поглощением излучения в парах. Однако поглощение излучения в парах по сути дела представляет собой начальную стадию превращения паров в плазму, а потому этот процесс целесообразно рассмотреть в следующей лекции.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Оптимальная интенсивность лазерного излучения наносекундной длительности для максимума испарения металла. Соотношение (1) может быть переписано в виде $Q = [3a(\lambda\rho)^2\tau_n]^{1/2}$. Положим длительность импульса излучения $\tau_n \approx 10^{-8}$ с, коэффициент температуропроводности $a \approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$, удельную теплоту испарения $\lambda \approx 5 \cdot 10^3 \text{ Дж/г}$, плотность $\rho \approx$

$\approx 10 \text{ г/см}^3$. При этих значениях получаем $Q \approx 10^{-1} \text{ Дж/см}^2$, что соответствует интенсивности поглощенного излучения $F \approx 10^7 \text{ Вт/см}^2$ и интенсивности падающего излучения $F \approx 10^8 \text{ Вт/см}^2$ при коэффициенте отражения $R \approx 0,9$.

2. Связь плотности частиц насыщенного пара с температурой поверхности. Эта связь дается следующим соотношением:

$$n_0 = [mk_B \Theta_0^2 / (2\pi \hbar^2 T_0)]^{3/2} \exp(-U/k_B T_0 - 1),$$

где U — энергия связи кристаллической решетки, а $\Theta = \hbar v_0/k$ — дебаевская температура. Численно для металлов U порядка нескольких электронвольт, а $\Theta_0 \approx 100\text{—}400 \text{ К}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Таблицы физических величин.— М.: Атомиздат, 1976.
2. Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1982.— Т. 46.— С. 1104.
3. Кофстад П. Высокотемпературное окисление металлов: Пер. с англ./Под ред. Н. Н. Семенова.— М.: Мир, 1969.
4. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий.— М.: Физматгиз, 1958.
5. Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н. и др. // Письма в ЖТФ.— 1980.— Т. 6.— С. 1017.
6. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана.— Рига: Звайгзне, 1967.
7. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения: Пер. с англ./Под ред. С. И. Анисимова.— М.: Мир, 1974.— Гл. 3, § 3, 4.
8. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходжко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1976.— Гл. 3.
9. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Любов Б. Я., Соболев Э. Н. // Физика и химия обработки материалов.— 1979.— № 1.— С. 12.
11. Рэди Дж. Промышленное применение лазеров.— М.: Мир, 1981.
12. Углов А. А. // Квантовая электрон.— 1974.— Т. 1.— С. 1037.
13. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах.— М.: Наука, 1983.
14. Панфилов В. Н., Молин Ю. Н. // Успехи химии.— 1978.— Т. 47.— С. 967.
15. Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1981.— Т. 45.— С. 1018.
16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ./Под ред. Г. П. Мотулевич.— М.: Наука, 1970.— § 13.4.
17. Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1982.— Т. 46.— С. 1104.
18. Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1983.— Т. 47.— С. 2000.

Лекция 21. ОБРАЗОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

Процессы, приводящие к образованию плазмы. Экспериментальные методы исследования плазменного факела. Основные характеристики плазменного факела

В лекциях 19 и 20 процессы, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью твердого непрозрачного тела, рассматривались последовательно, по мере увеличения температуры поверхности, т. е. по мере увеличения поглощенной энергии излучения. Эти процессы — нагревание, плавление и

испарение твердого тела. Очевидно, что дальнейшее увеличение поглощенной энергии должно привести к ионизации паров и образованию плазмы. (Плазма может образовываться и непосредственно, минуя стадии плавления и испарения твердого тела, об этом будет идти речь ниже.)

Сам факт образования плазмы при воздействии лазерного излучения на поверхность твердого тела представляет большой интерес для различных приложений. Этот интерес носит двойной характер. В некоторых случаях лазерная плазма может быть использована в различных областях физики (лазерный термоядерный синтез, лазерная масс-спектрометрия, плазменные лазеры, лазерные источники многозарядных ионов и др.). В других случаях лазерная плазма представляет собой нежелательное явление ввиду того, что она может эффективно поглощать лазерное излучение, экранируя поверхность твердого тела (технологические процессы обработки металлов лазерным излучением — сварка, резка, прожигание отверстий и др.).

Само перечисление как позитивных, так и негативных последствий образования плазмы при воздействии лазерного излучения на поверхность твердого непрозрачного тела объясняет тот интерес, который проявляется к этому явлению. Этот процесс бурно исследуется экспериментаторами и теоретиками, начиная с момента создания мощных лазеров. В результате этих исследований основные черты процесса образования плазмы сейчас достаточно хорошо изучены и описаны. Однако по ряду направлений работы ведутся и в настоящее время. Это обусловлено, в частности, непрерывным процессом создания новых лазеров, расширением диапазона частот мощного излучения, увеличением интенсивности излучения, уменьшением длительности импульсов излучения.

Существующие в настоящее время мощные лазеры позволяют наблюдать процесс образования плазмы в очень широком диапазоне изменения частоты излучения (от ультрафиолетового до инфракрасного излучения), длительности облучения мишени (от пикосекундной длительности до непрерывного облучения), в широком диапазоне изменения интенсивности излучения. Характер процесса образования плазмы качественно меняется при изменении параметров, характеризующих лазерное излучение. Основное внимание в этой лекции будет уделено явлению образования так называемого *плазменного факела* — непосредственному образованию плазмы при воздействии мощного импульсного излучения на поверхность твердого непрозрачного тела. Такой выбор обусловлен как относительно хорошим уровнем исследований плазменного факела, так и его большим значением для практики. При этом конкретный характер облучаемого твердого тела нигде не будет обсуждаться, так как уже на стадии испарения он не играет существенной роли (лекция 20).

1. Процессы, приводящие к образованию плазмы. Процесс образования плазмы при воздействии импульсного лазерного из-

лучения на поверхность твердых тел носит качественно различный характер в зависимости от интенсивности излучения.

При относительно небольшой энергии в импульсе излучения ее хватает лишь на нагревание поверхности, плавление и испарение твердого тела. Образованные пары практически нейтральны¹⁾. При этом плазма может образовываться лишь за счет взаимодействия излучения с парами. Из данных, приведенных в лекциях 19 и 20, легко оценить значение интенсивности излучения, при которой реализуется такой режим испарения. Для большинства металлов и наносекундной длительности импульса излучения такой режим реализуется при $F \leq 10^6$ Вт/см² [1, 2].

Ионизация паров лазерным излучением происходит аналогично тому, как происходит ионизация газа при оптическом пробое (лекция 16). Свободные электроны поглощают энергию от поля излучения при столкновениях с нейтральными частицами. При энергии порядка потенциала ионизации нейтральных частиц происходит их ионизация электронным ударом. Для описания процесса ионизации паров и, в частности, для оценки характерного времени ионизации можно использовать соотношения, приведенные в лекции 16. Следует отметить, что ионизация паров происходит относительно быстро, так как плотность паров очень велика, она на один-два порядка величины превышает плотность воздуха при атмосферном давлении.

Таким образом, при небольшой интенсивности излучения процесс образования плазмы носит трехступенчатый характер — плавление, испарение, ионизация паров. Температура образованной таким образом плазмы относительно невелика. Это вполне понятно, так как невелика интенсивность излучения.

Чтобы закончить обсуждение случая небольшой интенсивности лазерного излучения, надо еще кратко остановиться на возможности возникновения оптического пробоя в облаке испаренного вещества. Порог пробоя в паре значительно ниже, чем в чистом нейтральном газе при эквивалентной плотности. Дело в том, что в облаке пара имеется значительное число ионов и электронов, а кроме того, в ряде случаев (например, при испарении металлов) потенциалы ионизации атомов примерно в два раза ниже, чем потенциал ионизации воздуха (азота). Наиболее интересно, что пробой паров вблизи мишени может носить не только импульсный (как пробой газов, лекция 16), но и стационарный характер при непрерывном облучении мишени лазерным излучением.

В случае большой интенсивности излучения плазма образуется непосредственно при взаимодействии излучения с твердым телом [1, 2]. Для этого необходимо, чтобы энергия излучения, поглощенная поверхностью твердого тела, превышала энергию, необходимую для плавления, испарения и ионизации вещества. Определяющей является максимальная из этих энергий, энергия ионизации. (Это хорошо видно из сопоставления температуры плавления и испарения порядка 10^3 К с температурой порядка

10^5 К, эквивалентной энергии ионизации нейтральных атомов и молекул, равной примерно 10 эВ.) Когда температура поверхностного слоя достигает около 10^5 К, то твердое тело непосредственно превращается в плазму. Из данных, приведенных в лекции 19, видно, что такие условия могут быть реализованы при вполне умеренных требованиях к лазерному излучению. Для наносекундной длительности импульса излучения этот процесс реализуется при интенсивности излучения $F \geq 10^8$ Вт/см² [1, 2].

Процесс ионизации и в этом случае качественно носит тот же характер — ионизация электронами, ускоренными в поле излучения при соударениях с нейтральными частицами. Большая плотность нейтральных частиц (порядка 10^{22} , т. е. порядка плотности твердого тела) и большая интенсивность излучения обуславливают большую скорость ионизации. Оценка по соотношению (10), приведенному в лекции 16, дает для интенсивности излучения $F \sim 10^8$ Вт/см² и плотности паров $n \sim 10^{22}$ см⁻³ время ионизации $\tau_i \sim 10^{-9}$ с. При увеличении интенсивности излучения время ионизации уменьшается обратно пропорционально интенсивности.

Большая температура в области пространства, где образуется плазма, обуславливает локальное повышение давления. Грубая верхняя оценка, сделанная в предположении, что за время нагревания объем нагреваемого вещества существенно не увеличивается, дает давление около 10^5 атм при температуре порядка 10^5 К. Из этой оценки видно, что образованная плазма должна быстро разлетаться, причем, во всяком случае на начальной стадии, процесс разлета не зависит от давления окружающего газа (атмосферное давление или вакуум), так как начальное давление в плазме очень велико.

Описанный выше процесс образования и разлета плазмы при большой интенсивности излучения именуется *процессом образования плазменного факела*.

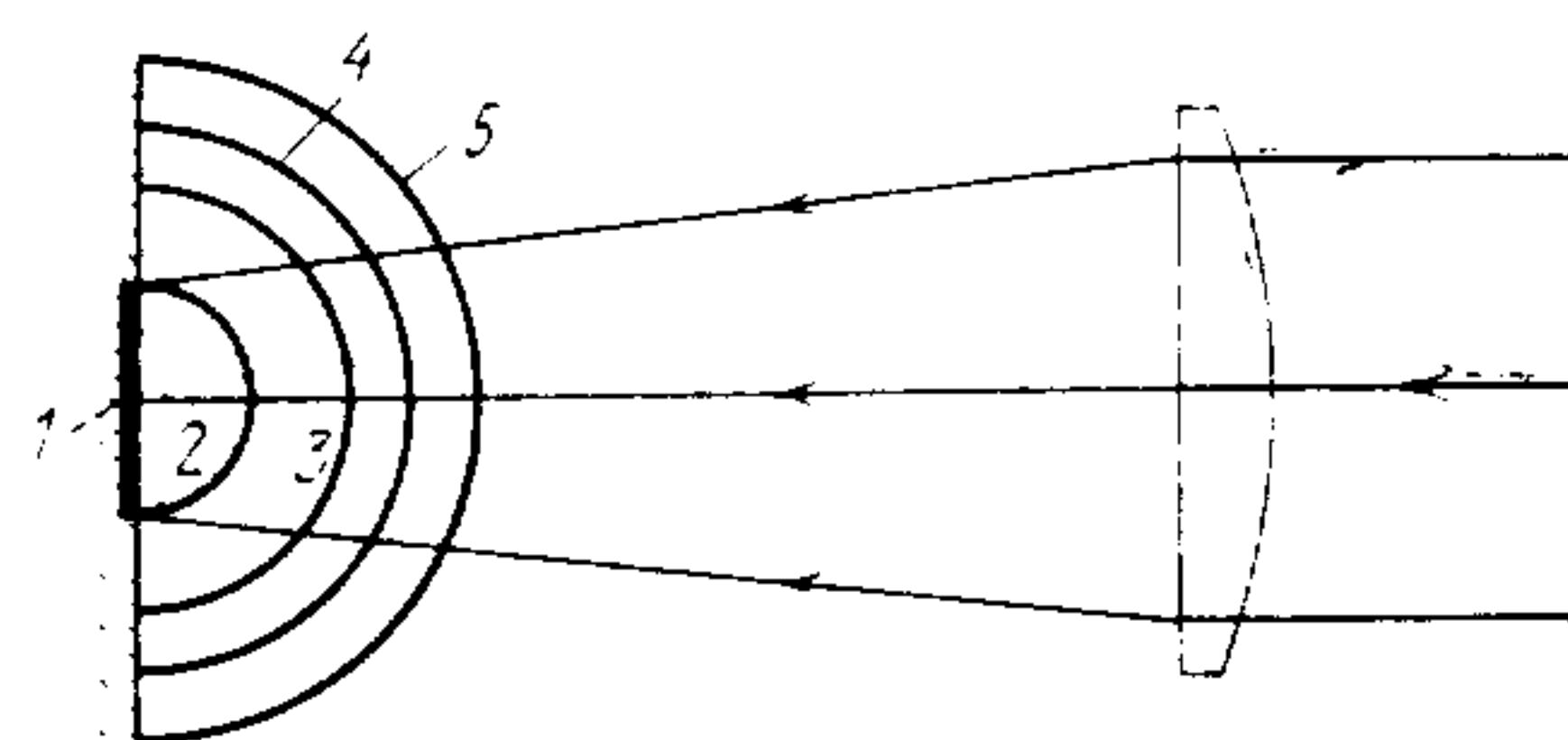
Процесс образования плазменного факела представляет значительный общезначимый и практический интерес, так как в плазменном факеле образуется высокотемпературная плазма. В частности, именно процесс образования плазменного факела был той первой моделью, которая легла в основу идеи реализации лазерного управляемого термоядерного синтеза (лекция 22).

Прежде чем перейти к описанию экспериментальных методов исследования плазменного факела и его основных характеристик, обратимся к качественной модели плазменного факела, которая следует из самых простых, частично просто визуальных наблюдений этого явления. Знание этой модели облегчит дальнейшее изложение материала.

Качественно структура плазменного факела выглядит так, как это изображено на рис. 1. Непосредственно на поверхности твердого тела образуется лунка, из которой выброшено вещество. Перед лункой — непрозрачная область, запятая очень плотной плазмой. Далее расположена светящаяся область, представляю-

щая собой рекомбинирующую и излучающую менее плотную плазму. На некотором расстоянии от границы светящейся области расположена поверхность нулевого потенциала, разграничивающая ту область, где преобладают положительные ионы (они ближе к поверхности твердого тела), и область, где преобладают электроны. Наконец, внешняя граница факела, граница области, занятой электронами.

Качественная схема, приведенная на рис. 1, соответствует некоторому фиксированному моменту времени. В процессе развития плазменного факела от момента начала облучения поверхности твердого тела лазерным излучением и до момента, когда



1. Качественная схема возникновения плазменного факела: 1 — нагреваемая излучением область поверхности твердого тела; 2 — граница плотной непрозрачной плазмы; 3 — граница светящейся рекомбинирующей плазмы; 4 — поверхность нулевого потенциала; 5 — фронт электронного облака

плазма рекомбинирует, а не прорекомбинировавшие положительные ионы и электроны разлетятся в окружающий газ, изменяются как границы указанных областей, так и параметры, характеризующие плазму и заряженные частицы в этих областях — плотность, температура, энергия частиц.

Типичное время жизни плазменного факела — до 10^{-6} с. Это время, как видно, гораздо больше времени действия импульсного лазерного излучения для режима модуляции добротности (10^{-8} с) и тем более для режима синхронизации мод (10^{-11} с). Типичный максимальный размер плазменного факела — до 1 см. Этот размер гораздо больше не только глубины, на которую нагревается твердое тело (лекция 19), но даже поперечного размера нагреваемой области (обычно при фокусировке лазерного излучения диаметр кружка фокусировки $\sim 0,1$ мм).

На первый взгляд, из этих сопоставлений можно сделать вывод, что при описании плазменного факела можно разделить процесс создания плазмы и процесс ее разлета. Как будет видно из более детального рассмотрения этого процесса, проведенного ниже (в общем случае это не так), необходимо учитывать действие лазерного излучения на плазму в процессе ее разлета. Очевидно, что в реальной ситуации описание процесса образования и разлета плазменного факела представляет собой сложную задачу.

Прежде чем перейти к описанию этого процесса, обратимся к краткому обсуждению методов экспериментального исследования плазменного факела.

2. Экспериментальные методы исследования плазменного факела. Очевидны трудности, возникающие при экспериментальном исследовании плазменного факела. Первая трудность состоит

в малом интервале времени, в течение которого существует факел, так что требуется высокое временное разрешение используемых методов диагностики плазмы. Вторая трудность — малый размер факела, обуславливающий требование высокого пространственного разрешения для методов диагностики. Наконец, третья трудность состоит в сложной структуре факела, качественно описанной выше. Таким образом, необходимо для различных моментов времени в диапазоне 10^{-9} — 10^{-6} с и для различных точек пространства в диапазоне 1—10 мм получить данные о составе, температуре и плотности образующейся и разлетающейся плазмы.

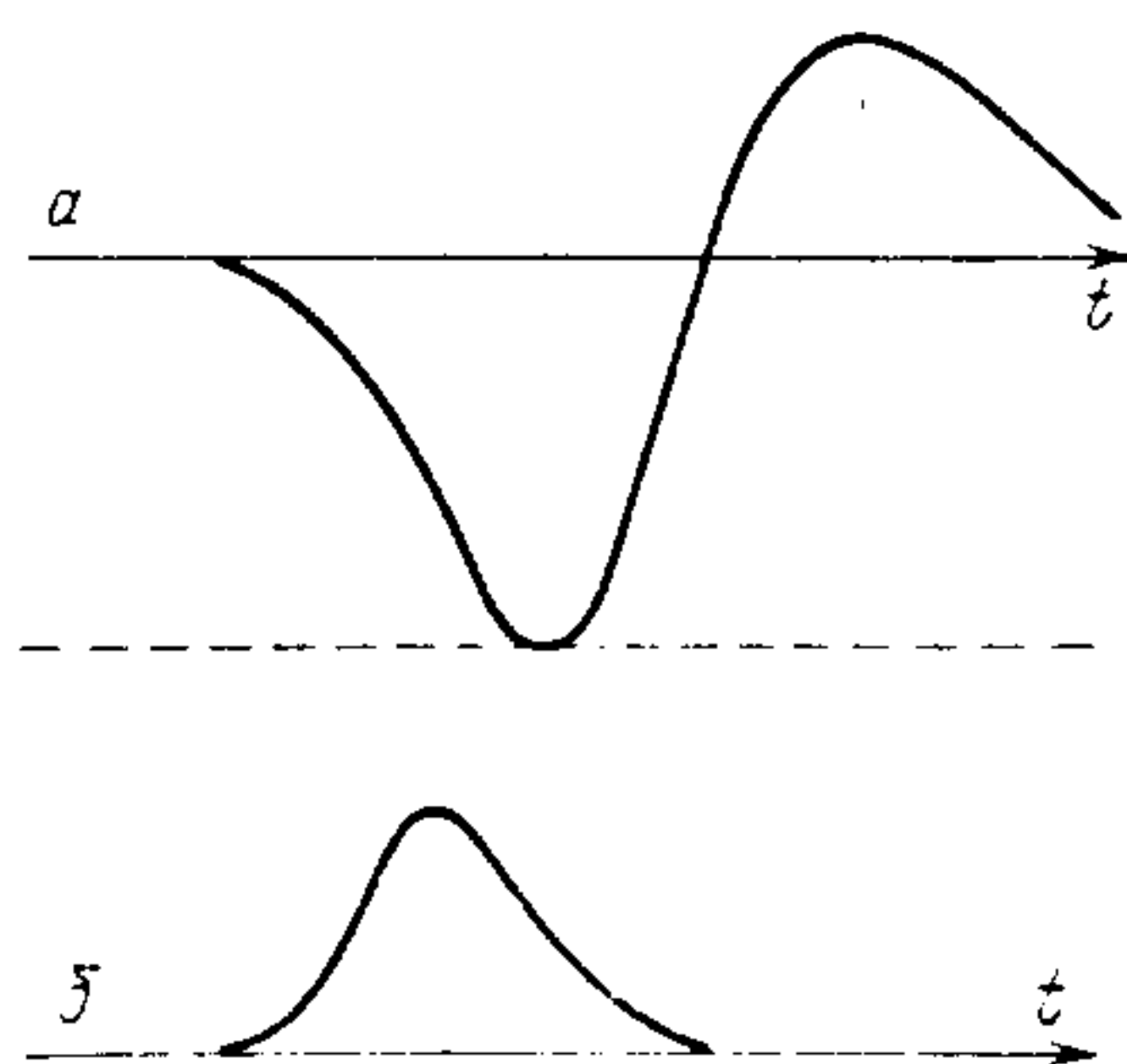
Такие данные можно получить, используя лишь комплекс различных диагностических методик. Экспериментальные методы диагностики плазмы хорошо и детально разработаны и широко применяются в самых различных исследованиях [3—5]. Однако применительно к исследованию лазерного факела классические методы требуют определенной модернизации для получения необходимого временного и пространственного разрешения. Обратимся к краткой характеристике основных методов диагностики разлетающейся плазмы.

Скоростное фотографирование широко используется в различных вариантах для исследования и диагностики непрозрачной и светящейся областей. Фотографирование светящейся плазмы производится с использованием скоростных фоторегистраторов, которые позволяют получить временное разрешение до 10^{-9} с. Фотографирование проводится сбоку, под углом 90° к направлению пучка излучения. Таким образом, с временным разрешением до 10^{-9} с легко получать изображение размера светящейся области в течение всей длительности свечения ($\sim 10^{-7}$ с).

Фотографирование непрозрачной области (так называемое *тенивое фотографирование*) требует импульсного источника освещения с достаточно малой длительностью (до 10^{-9} с) и достаточно точно синхронизированного с импульсом излучения лазера, создающего плазму. В качестве такого источника можно использовать вспомогательный импульсный лазер, если основной лазер имеет вынужденный режим модуляции добротности (в таком случае есть возможность синхронизировать во времени с необходимой точностью действия обоих лазеров). Можно использовать и излучение основного лазера, ответвленное от основного пучка и задержанное по отношению к импульсу, создающему плазму, на регулируемую величину за счет увеличения длины пути распространения ответвленного излучения (1 м пути соответствует задержке на $3 \cdot 10^{-9}$ с). Так как прозрачность и непрозрачность плазмы зависят от электронной плотности n_e и частоты излучения ω^2 , то, изменяя частоту фотографирующего света, можно получать изображение непрозрачной области, ограниченное различной плотностью плазмы. Из зависимости $n_e(\omega)$ следует, что для излучения видимого диапазона частот критическая плотность $n_{кр} \sim 10^{20}$ см $^{-3}$. Таким образом, с временным

разрешением в несколько наносекунд можно получать изображение области, занимаемой плотной непрозрачной плазмой.

Зондовая методика позволяет регистрировать как фронт разлетающихся быстрых электронов, так и нейтральную границу, на которой плотности разлетающихся электронов и ионов равны. В качестве зонда обычно используют цилиндр Фарадея³), который может быть расположен на различном расстоянии от облучаемой поверхности. Сигнал с зонда наблюдается на осциллографе. Знак сигнала указывает, каков суммарный заряд плазмы — положительный или отрицательный. Когда в координате зонда



2. Осциллограмма тока с точечного зонда (а) и импульса лазерного излучения (б); штриховая линия — метки времени — 10 нс

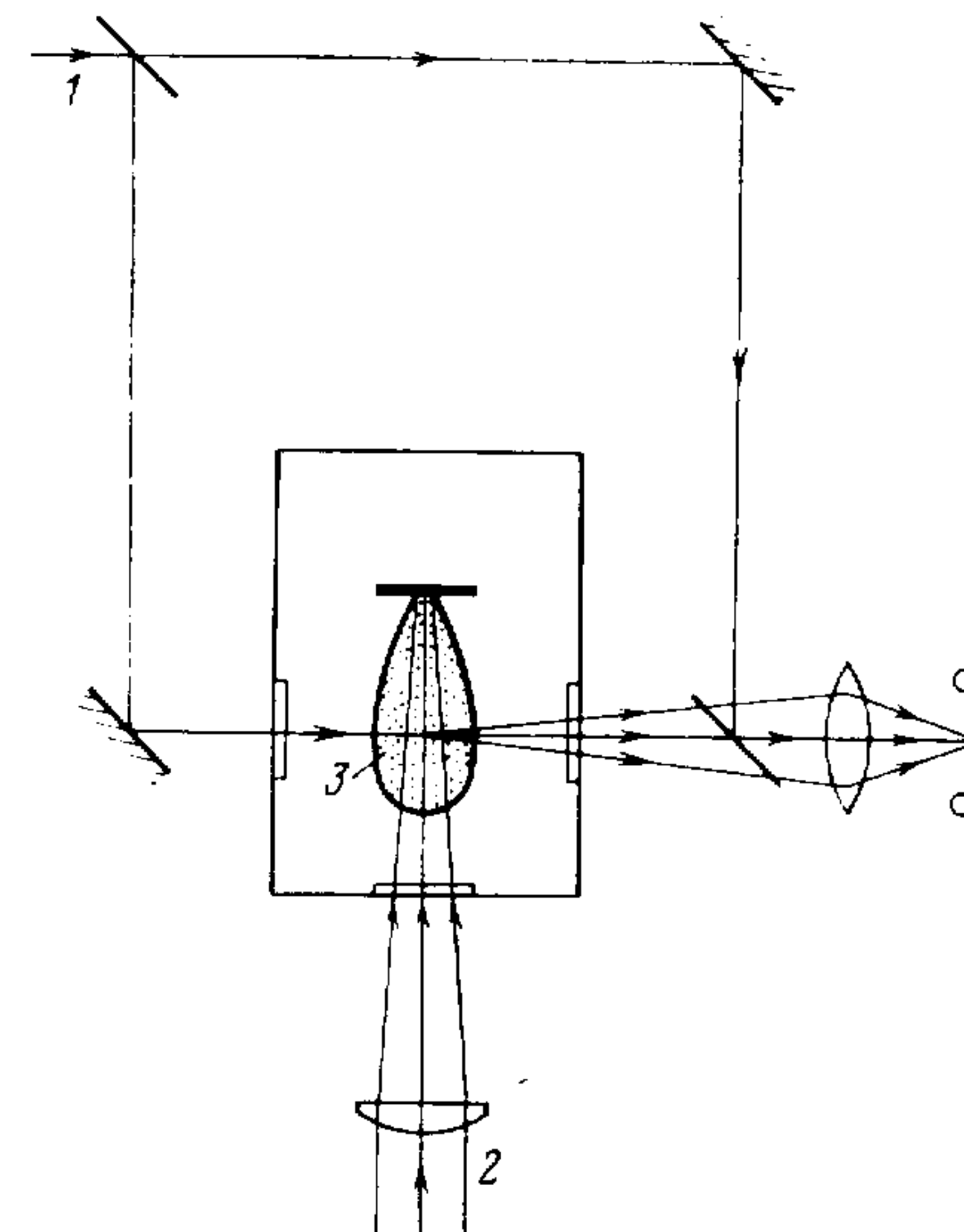
суммарный заряд плазмы равен нулю, сигнал проходит через нулевую линию. Типичная зависимость изменения потенциала зонда при расширении плазмы факела приведена на рис. 2. Видно, что сначала до зонда долетают электроны (фронт отрицательного сигнала), потом появляются ионы и частично компенсируют заряд электронов (спад отрицательного импульса), потом заряд ионов полностью компенсирует заряд электронов (момент прохода сигнала через нулевую линию), число ионов продолжает расти (фронт положительного импульса) и, наконец, плазма рекомбинирует (спад положительного импульса) и перестает существовать

(в данной точке пространства). Осуществляя и интерпретируя зондовые измерения, надо иметь в виду предельную чувствительность метода к числу регистрируемых зарядов. Обычно плотность регистрируемых зарядов ограничена величиной порядка 10^9 — 10^{10} см⁻³ (при регистрации импульса напряжения³)). Так что, когда интерпретируют зондовые измерения и получают из них, например, данные о фронте электронного облака, то эти данные относятся к моменту прохождения через зонд той части облака, где плотность электронов $n_e \geq 10^9$ см⁻³. Отметим, что в масштабе плазменного факела это очень маленькая величина, на 10 порядков меньше той плотности плазмы, которая регистрируется как граница непрозрачной области.

Интерферометрия используется для определения электронной плотности плазмы. Обычно используются различные модификации интерферометра Маха — Цендера, приспособленные для скоростного покадрового фотографирования интерферограмм. Исследуемая плазма находится в одном из плечей интерферометра. В качестве источника излучения, освещающего камеру, используется либо вспомогательный импульсный лазер, либо ответвленная часть основного излучения, как в методе теневой фотографии. Схема таких измерений приведена на рис. 3. Чувствительность интерферометрических измерений ограничена снизу плот-

ностью электронов в плазме порядка 10^{17} см⁻³ ⁴), а сверху — такой плотностью, когда существенным становится поглощение зондирующего излучения в плазме (10^{19} — 10^{20} см⁻³ для излучения видимого диапазона частот).

Масс-спектрометрия ионной компоненты позволяет регистрировать (при фиксированной массе ионов) ионы с заданным значением отношения кинетической энергии к заряду. Время задержки ионного сигнала по отношению к импульсу облучения



3. Интерферометр Маха — Цендера, используемый для измерения плотности плазмы: 1 — пучок вспомогательного излучения, 2 — основное излучение, 3 — плазменный факел

позволяет определить кинетическую энергию ионов. Совмещение результатов таких измерений дает возможность определить зарядовый состав образующихся ионов. Наиболее удобным типом масс-спектрометра является времяпролетный масс-спектрометр.

Регистрация линейчатого излучения из плазмы позволяет определить концентрацию свободных электронов [3]. Столкновения нейтральных частиц (или ионов) с электронами приводят как к возбуждению нейтральных частиц (ионов), так и к их девозбуждению, т. е. результативно определяют интенсивность линий излучения в линейчатом спектре. Для ряда удобных для наблюдения линий в спектре излучения отдельных атомов хорошо известна зависимость интенсивности излучения от кинетической энергии электронов. Удобной и более простой модификацией этого метода является измерение не абсолютной интенсивности излучения, а отношения интенсивностей излучения определенной пары линий. Со стороны больших плотностей плазмы данный метод ограничен выполнением условия оптически тонкой плазмы, т. е. отсутствием поглощения на частоте излучения; со стороны

малых плотностей — интенсивностью излучения, которая определяется полным числом излучающих частиц.

Регистрация ширины спектральных линий позволяет определить кинетическую энергию ионов, если основная причина уширения линий связана с эффектом Доплера [3].

Используются и другие методы диагностики. Применительно к исследованию плазменного факела они описаны в [1, 2]. Можно указать также на работы [6, 7], представляющие собой детальное комплексное экспериментальное исследование плазменного факела.

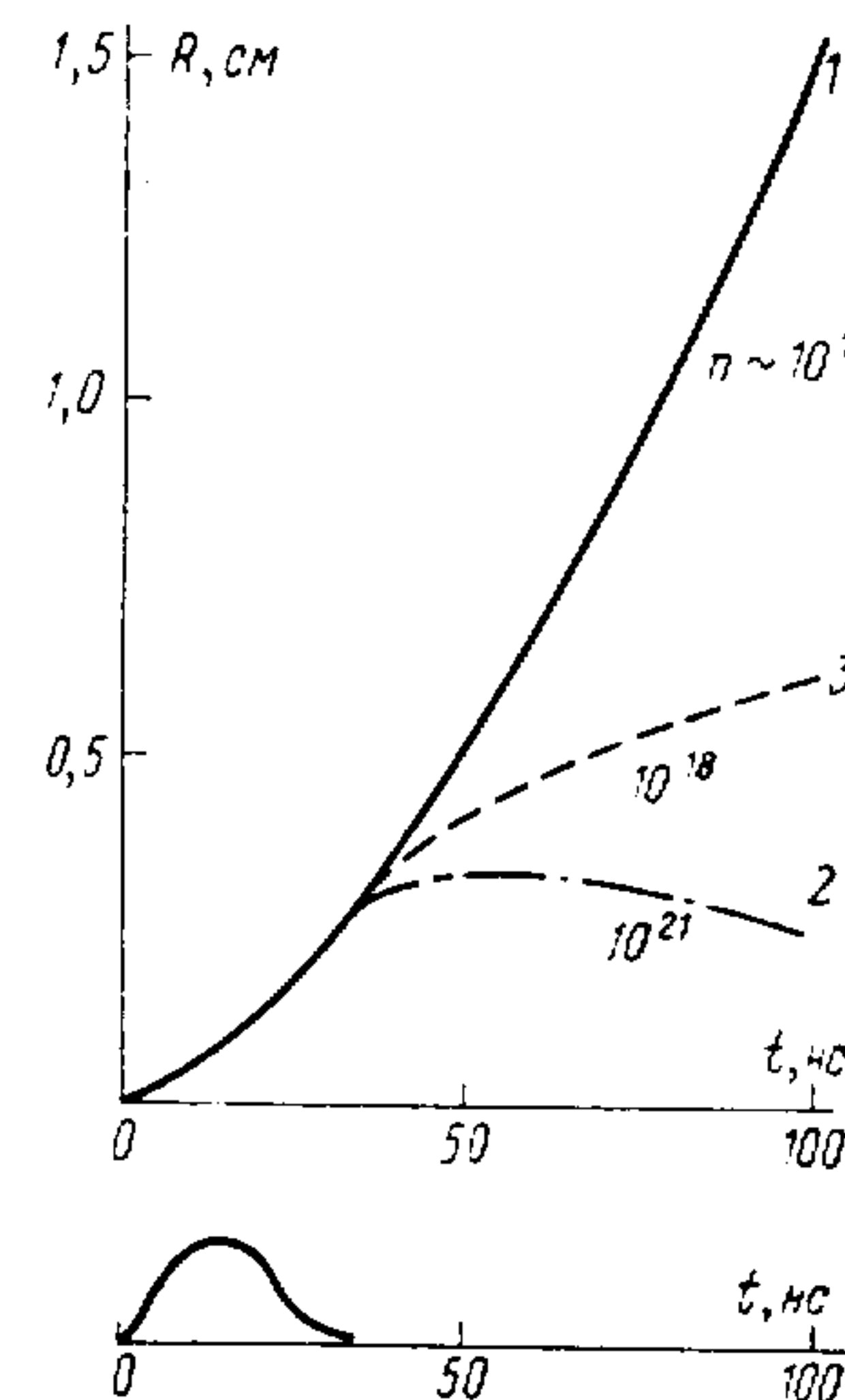
Полная картина образования и разлета плазменного факела требует проведения большого числа измерений с использованием различных методов диагностики при различной интенсивности, частоте и длительности импульса излучения. Как правило, эксперимент проводится с использованием лазера определенного типа, т. е. при фиксированной частоте и длительности излучения. Данные для излучения различной частоты и различной длительности облучения получаются в различных экспериментах с различными лазерами.

3. Основные характеристики плазменного факела. Для того чтобы кратко описать основные черты процесса образования и разлета плазменного факела, обратимся к типичным экспериментальным условиям, когда поверхность твердой мишени облучается излучением видимого диапазона частот, создаваемого мощным твердотельным лазером с модуляцией добротности. Типичным примером такой установки является лазер на стекле с неодимом ($\hbar\omega \approx 1$ эВ, $\lambda \approx 1$ мкм, $\tau_d \approx 10^{-8}$ с). Обычно излучение такого лазера фокусируется в кружок диаметром около 10^{-2} см. Интенсивность излучения на мишени может изменяться путем изменения энергии в импульсе излучения. Для стандартных установок такого типа реализуется интенсивность до 10^{13} — 10^{14} Вт/см². К диапазону 10^8 — 10^{13} Вт/см² относится большинство экспериментальных данных [1, 2].

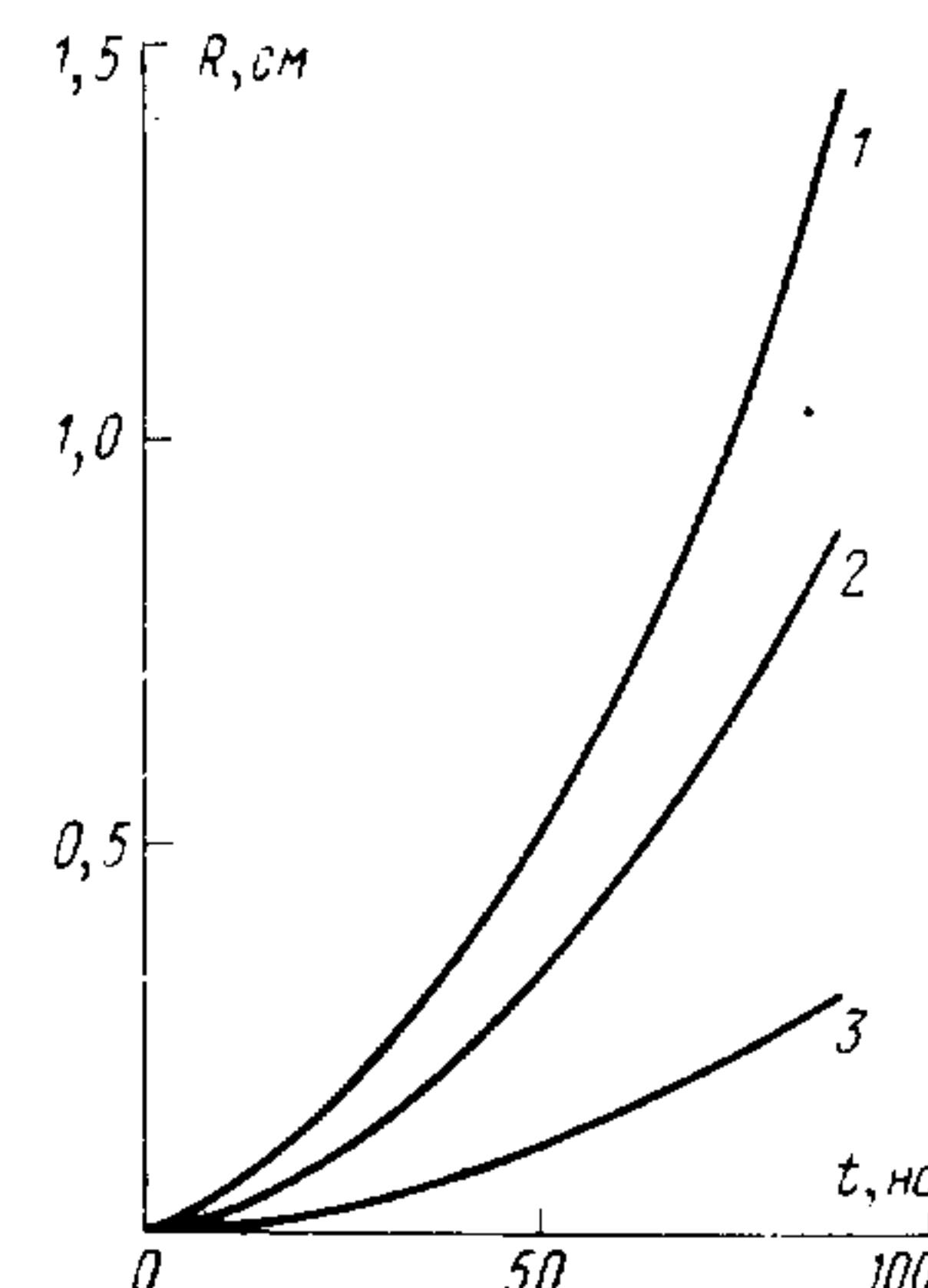
Некоторые характеристики плазменного факела уже ясны из приведенной выше схемы (см. рис. 1).

Так как мы интересуемся большими интенсивностями излучения (режим волны испарения), то речь идет о температурах мишени $T \geq 10^5$ К, чему соответствуют давления в нагретой области $p \geq 10^3$ атм. Из последней цифры ясно, что образованная плазма будет быстро разлетаться и свойства окружающей газовой среды (атмосферное давление или вакуум) несущественны, во всяком случае, на основном интервале времени существования плазменного факела. Время, в течение которого разлетается плазма, размер, занимаемый плазмой, и, тем самым, скорость разлета плазмы видны из экспериментальных данных, полученных методом теневого и скоростного фотографирования, а также по данным зондовых измерений. Типичные зависимости, соответствующие интенсивности излучения $F \approx 10^9$ Вт/см², приведены на рис. 4. Первое, что видно из этих данных, — масштаб времени,

в течение которого разлетается плазма, более чем на порядок величины превышает длительность импульса облучения. Второе, что видно из этих данных, — размер области пространства, занимаемый плазмой к концу процесса разлета, на один-два порядка величины превышает поперечный размер облучаемой поверхности. Наконец, третье, что видно из этих данных, — на начальном этапе, пока действует излучение, скорость разлета плазмы на всех уровнях плотности одинакова, она порядка 10^7 см/с.



4. Результаты измерений движения различных зон плазменного факела: 1 — нейтральная граница, 2 — непрозрачная зона, 3 — светящаяся зона; внизу — импульс излучения лазера [6, 7]

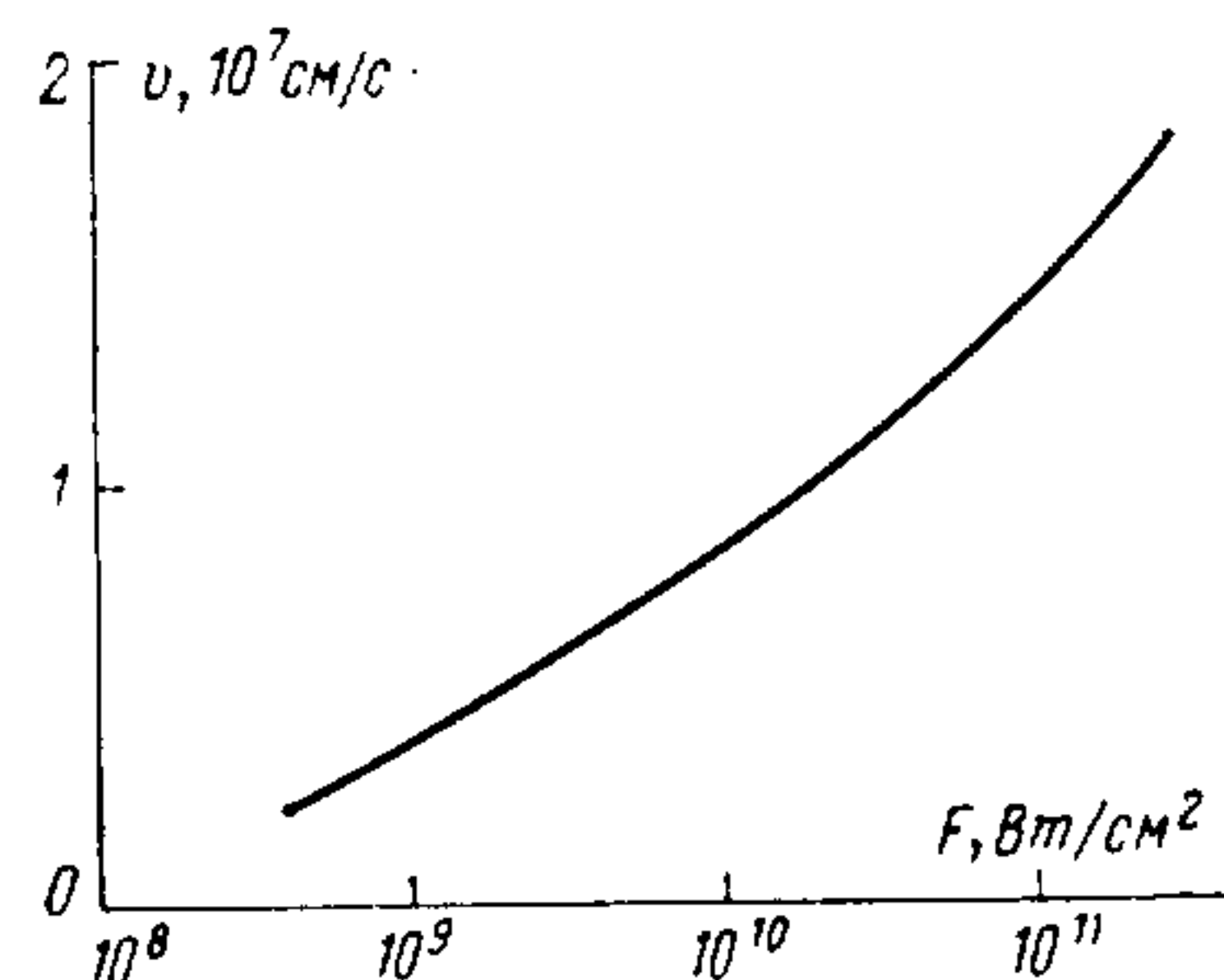


5. Зависимость движения нейтральной границы от интенсивности излучения (при тех же прочих условиях, что и рис. 4: 1 — 10^8 , 2 — 10^7 , 3 — 10^6 Вт/см²) [6, 7]

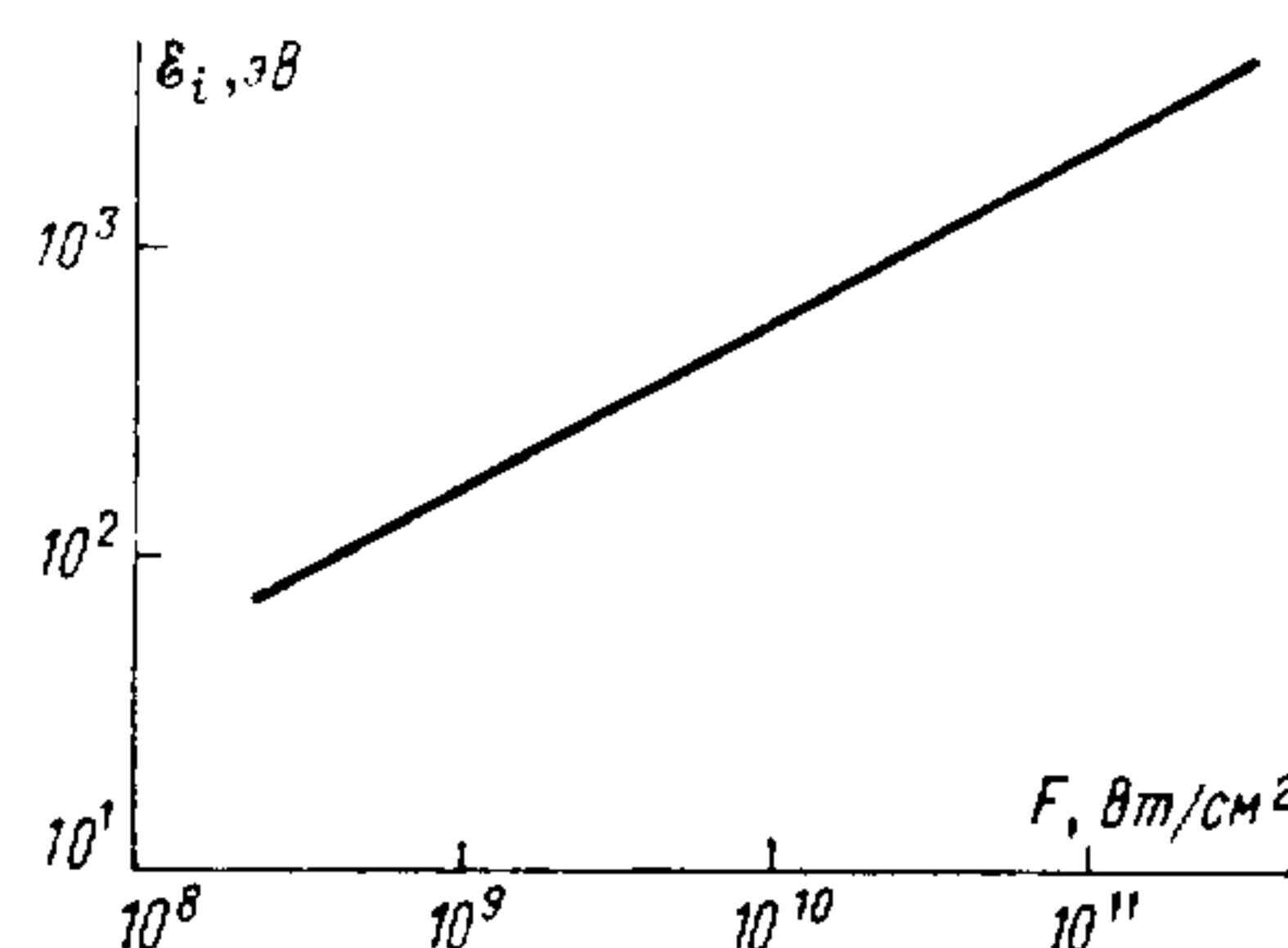
После окончания импульса излучения характер изменения различных областей плазменного факела существенно различается. Так, размер, занимаемый плотной (непрозрачной) плазмой, медленно уменьшается за счет разлета плазмы. Размер светящейся области (рекомбинирующая плазма при плотности порядка 10^{18} см⁻³) растет, постепенно замедляясь. Лишь нейтральная граница (плотность порядка 10^{11} см⁻³) продолжает двигаться с начальной скоростью. Тот факт, что скорость нейтральной границы остается без изменения, также качественно согласуется с плотностью частиц на этой границе (которая порядка 10^9 — 10^{11} см⁻³, что следует из чувствительности использованной зондовой методики); при такой плотности длина свободного пробега порядка размеров плазмы, так что нейтральная граница определяется бесстолкновительным движением отдельных частиц, ускоренных на этапе действия лазерного излучения.

Качественно эта картина разлета плазмы подтверждается аналогичными данными, полученными как при меньшей, так и

при большей интенсивности излучения. В качестве примера на рис. 5 приведены данные о движении нейтральной границы, полученные при различной интенсивности излучения. Видно, что как скорость разлета плазмы, так и размер плазменного факела сильно зависят от интенсивности излучения. Данные о зависимости скорости расширения плазмы от интенсивности излучения, большей 10^8 Вт/см², приведены на рис. 6.



6. Зависимость скорости разлета плазмы от интенсивности излучения наносекундной длительности [6, 7]



7. Зависимость энергии ионов от интенсивности излучения [7]

Большая скорость движения плазмы соответствует большой энергии ионов, зависимость которой от интенсивности излучения приведена на рис. 7. Зависимость температуры плазмы от интенсивности излучения приведена на рис. 8. Это обобщенные данные большого числа работ⁵⁾.

Если резюмировать результаты экспериментов, то можно назвать следующие предельные значения параметров, характеризующих плазму лазерного факела, образующуюся при интенсивности излучения порядка 10^{13} Вт/см²: скорость разлета до 10^8 см/с; размер факела — до 1 см; полное количество вещества в факеле — до нескольких миллиграмм; электронная температура плазмы — около 10^7 К; кинетическая энергия ионов — до 10^4 эВ.

8. Зависимость температуры плазмы от интенсивности излучения наносекундной длительности [6, 7] (заштрихована область разброса результатов измерений)

Из приведенных данных видно, что трудно построить аналитическую теорию процесса образования и развития плазменного факела. Строгое описание этого процесса при достаточно широкой вариации всех параметров возможно лишь методом численного моделирования на ЭВМ. Теоретическое аналитическое описание существенно облегчается только в том случае,

если исходно задаваться той или иной упрощенной моделью, приближенно справедливой для определенных значений исходных параметров.

В качестве примера можно привести модель, справедливую для очень коротких импульсов излучения [1], когда можно пренебречь движением среды во время действия света. В этом случае можно разделить описание процесса поглощения излучения и процесса разлета плазмы. Таким образом, рассматриваемая задача качественно сводится к известной задаче о разлете вещества при быстром ударе частицы о поверхность [8]. В качестве примера другой модели можно указать на модель самосогласованного процесса испарения [1, 9], при котором в процессе разлета оптическая толщина плазмы остается постоянной (увеличение количества испаренного вещества компенсируется нагреванием плазмы). Аналитические решения, полученные в рамках определенных моделей, с удовлетворительной точностью описывают процесс образования и расширения плазменного факела при соответствующих начальных условиях.

Заканчивая краткое изложение структуры лазерного факела, отметим один важный процесс, который не был рассмотрен и учтен, — это процесс поглощения излучения в плазме. Взаимодействию лазерного излучения с плазмой посвящена следующая лекция, поэтому здесь частную реализацию этого процесса рассматривать не целесообразно. Однако надо иметь в виду, что поглощение лазерного излучения в плазменном факеле играет двойную роль, нагревая плазму и уменьшая воздействие на поверхность твердого тела. В тех случаях, когда задача сводится к созданию высокотемпературной плазмы, поглощение излучения является основным механизмом нагрева (лекция 22). В тех случаях, когда задача состоит в воздействии на твердое тело, поглощение излучения плазмой уменьшает эффективность воздействия излучения на поверхность [10].

* * *

Процесс образования высокотемпературной плазмы при воздействии мощного лазерного излучения на поверхность непрозрачного твердого тела является исходным для многих важных физических приложений.

В первую очередь следует упомянуть о лазерном термоядерном синтезе. Действительно, на первый взгляд кажется, что в принципе имеется возможность в лазерном факеле создать достаточно плотную и достаточно долгоживущую плазму достаточно высокой температуры, чтобы могла осуществляться и поддерживаться реакция ядерного синтеза. Вопрос этот более подробно обсуждается ниже, в лекции 22, а потому здесь ограничимся этим замечанием.

Другим крупным направлением использования лазерного факела являются работы по созданию коротковолновых лазеров на рекомбинирующей плазме, так называемых *плазменных лазеров*

[11]. Возможность создания таких лазеров базируется на трех основных предположениях. Первое предположение: для того чтобы иметь возможность реализовать инверсию заселенностей в коротковолновом (дальнем ультрафиолетовом и рентгеновском) диапазоне частот, надо использовать переходы между электронными возбужденными состояниями в спектрах многозарядных ионов, лежащие в указанном диапазоне длин волн. Второе предположение: в лазерном факеле можно получить плазму столь высокой температуры, что доля многозарядных ионов может быть весьма велика. Третье предположение: при рекомбинации плазмы, исходно состоящей из многозарядных ионов и свободных электронов, эффективная степень заряда постепенно уменьшается; при этом можно подобрать такой конкретный вид ионов, для которых в процессе рекомбинации создается «узкое горло» на определенном переходе, т. е. число ионов с зарядом $Z+1$ будет больше числа ионов с зарядом Z . Это и есть среда с инверсной заселенностью, необходимая для реализации стимулированного излучения. Реализация этих идей позволила создать ряд лазеров, в том числе излучающих и в коротковолновом диапазоне частот [12].

Еще одним важным направлением использования лазерного факела являются сверхвысокие давления, реализующиеся в плазме. К настоящему времени зарегистрированы давления до сотен мегабар, но и эта величина не является каким-либо принципиальным пределом (отметим, что атомная единица давления $e^2 r_0^{-4} = 3 \cdot 10^8 \text{ атм} = 300 \text{ Мбар}$). Исследование вещества при столь высоких давлениях представляет собой вполне самостоятельную актуальную задачу [13]. Среди вопросов, на которые еще не получен однозначный ответ, можно указать на значения параметров, определяющих границы областей, где для вещества при столь высоких давлениях справедливы модель ферми-газа, модель Томаса — Ферми и модель Хартри — Фока (самосогласованное поле) [14]. Существуют, конечно, и другие методы создания сверхвысоких давлений (взрывы, в том числе ядерные) [15], однако лазерные методы по ряду параметров успешно конкурируют с ними.

Наконец, надо указать на *лазерную масс-спектрометрию* как на высокочувствительный и универсальный метод элементного анализа твердых веществ путем создания плазменного факела и формирования ионных пучков из плазмы [16]. Методически это направление очень тесно связано с получением пучков многозарядных ионов, в качестве источника которых используется плазменный факел [16].

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Формула Саха.** Эта формула, которая определяет соотношение между нейтральными и заряженными частицами в плазме, в рассматриваемом случае импульсного облучения неприменима, она справедлива лишь в стационарном случае, когда имеет место термодинамическое равновесие.

2. **Критическая плотность.** Так принято называть плотность плазмы, когда плазменная частота $\omega_{пл} \approx 6 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}$, где n_e — плотность электронов в см^{-3} (плотность плазмы), равна частоте излучения ω , падающего на плазму. При $\omega_{пл} < \omega$ плазма прозрачна для излучения, излучение проникает в плазму; при $\omega_{пл} > \omega$ — непрозрачна, излучение проникает в плазму только на глубину скин-слоя, в целом отражаясь от плазмы. Плазма наиболее эффективно поглощает излучение при $\omega_{пл} \approx \omega$. Для излучения видимого диапазона частот ($10^{14} \leq \omega \leq 10^{15} \text{ Гц}$) критическая плотность $n_{кр} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

3. **Цилиндр Фарадея.** Это зонд, представляющий собой металлический стакан, высота которого гораздо больше диаметра; открытая сторона стакана иногда закрывается металлической сеткой с большой прозрачностью. Стакан, хорошо изолированный от земли, соединяется с емкостью, стоящей на входе усилителя напряжения. Заряженные частицы (ионы или электроны), попавшие внутрь стакана, не вылетают из него из-за его геометрии и наличия сетки, адсорбируются на стенках, изменяют потенциал стакана, приводят к изменению потенциала на обкладках конденсатора и к изменению напряжения на входе усилителя на величину $V = q/C$, где q — изменение заряда зонда, а C — суммарная емкость зонда и входа усилителя. При минимальной емкости зонда и входа усилителя около 10 пФ и типичной чувствительности усилителя напряжения, отнесенной ко входу (порядка 10^{-1} В), чувствительность зонда ограничена снизу плотностью зарядов порядка 10^9 см^{-3} (при объеме цилиндра порядка 1 см^3).

4. **Чувствительность интерферометрических измерений плотности плазмы.** В данном случае чувствительность определяется условием минимально разрешимого набега фазы зондирующего луча относительно опорного луча, а потому зависит как от плотности плазмы, так и от ее линейного размера. Цифры, приведенные в тексте, соответствуют размеру плазмы 1 см и набегу фазы в одну полосу интерференционной картины. При экстремально малой экспозиции плазма остается практически неподвижной и интерференционная картина получается резкой; можно регистрировать набег фазы в доли полосы интерференционной картины (до 0.1 полосы), что снижает нижнюю границу на плотность плазмы на порядок величины по сравнению с цифрой, приведенной в тексте.

5. **Температура плазмы и кинетическая энергия частиц (электронов, ионов).** Эти понятия не являются эквивалентными в случае нестационарных процессов. Для того чтобы плазму можно было характеризовать определенной температурой, необходимо установление равновесия между электронами и ионами (или равновесия между частицами одного сорта, тогда можно говорить об электронной или ионной температуре). Для установления равновесия необходимо, чтобы за время существования плазмы в неизменном (или почти неизменном) состоянии частицы, ее составляющие, достаточно большое число раз соударились друг с другом. Установление равновесия определяется временем жизни плазмы в данном состоянии, ее плотностью и эффективным сечением процесса соударения частиц. Если плазма быстро разлетается (нестационарная плазма), то за время, в течение которого состояние плазмы существенно изменяется, равновесие плазмы (или какой-либо ее компоненты) может не успевать устанавливаться. В случае плазменного факела, вылетающего в вакуум из поверхности твердого тела, электроны, быстро разлетающиеся от поверхности, тянут за собой ионы, которые ускоряются, увеличивая свою энергию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. — Гл. 5.
2. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения: Пер. с англ./Под ред. С. И. Анисимова. — М.: Мир, 1974. — Гл. 4, § 4.
3. Подгорный И. М. Лекции по диагностике плазмы. — М.: Атомиздат, 1968.
4. Зайдель А. Н., Островская Г. В. — Лазерные методы исследования плазмы. — М.: Наука, 1977.

5. Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы.— М.: Атомиздат, 1980.
6. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизов Г. В. // Труды ФИАН.— 1970.— Т. 52.— С. 171.
7. Басов Н. Г., Бойков В. А., Крохин О. Н., Склизов Г. В. // ЖЭТФ.— 1966.— Т. 51.— С. 989.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1966.
9. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. // Тр. ФИАН.— 1970.— Т. 52.— С. 118.
10. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
11. Гудзенко А. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры.— М.: Атомиздат, 1978.
12. Бункин Ф. В., Держиев В. И., Яковленко С. И. // Квантовая электрон.— 1981.— Т. 8.— С. 1621.
13. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортгов В. Е. // УФН.— 1984.— Т. 142.— С. 395.
14. Теория неоднородного электронного газа: Сб. статей: Пер. с англ./Под ред. Д. А. Киржница и Е. Г. Максимова.— М.: Мир, 1987.
15. Фортгов В. Е. Динамические методы в физике плазмы. // УФН.— 1982.— Т. 138.— С. 361.
16. Быковский Ю. А., Неволлин В. Н. Лазерная масс-спектрометрия.— М.: Энергоатомиздат, 1985.

Лекция 22. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПЛАЗМОЙ

Критическая плотность плазмы. Поглощение лазерного излучения в плазме. Передача энергии от области поглощения излучения к плотной плазме. Лазерный термоядерный синтез

Если говорить о взаимодействии лазерного излучения с плазмой в широком смысле этого термина, то речь должна идти об очень широком круге вопросов. Это, во-первых, различные процессы, приводящие к образованию плазмы в газах, жидкостях и прозрачных телах,— оптический пробой газов (лекция 16), оптико-акустический эффект (лекция 17), оптический пробой прозрачных диэлектриков (лекция 18). Во-вторых, это различные лазерные методы диагностики плазмы, теневое фотографирование, интерферометрия, голография, томсоновское рассеяние, спектроскопия (о некоторых из этих методов речь шла в лекции 21). В-третьих, это различные источники плазмы и методы поддержания и распространения разрядов [1]. Наконец, это проблема нагревания плазмы и, в первую очередь, ее термоядерный аспект.

Нагрев вещества и осуществление управляемой термоядерной реакции с использованием мощного излучения импульсного лазера представляет собой один из вариантов так называемого *инерциального термоядерного синтеза*, в основе которого лежит предположение о возможности кратковременного удержания необходимой плотности нагретого термоядерного горючего за счет его собственной инерции, определяющей конечную скорость его разлета. В качестве альтернативного варианта исследуется возможность нагрева термоядерного топлива пучком быстрых электро-

нов или ионов. (Очевидно, что концепция инерциального синтеза качественно отличается от концепции удержания нагретой плазмы магнитным полем.) Среди перечисленных аспектов процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой этот последний, термоядерный, представляет наибольший интерес для практики.

В этой лекции из всего многообразия различных аспектов процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой кратко будет рассмотрено лишь состояние исследований по лазерному термоядерному синтезу. Основное внимание при этом будет уделено общим вопросам взаимодействия лазерного излучения с плазмой — зависимости характера взаимодействия от диэлектрической проницаемости плазмы, нагреванию плазмы за счет поглощения лазерного излучения, передаче энергии от горячей разреженной плазмы к холодной плотной плазме. Содержание этой лекции является естественным развитием предыдущих трех лекций, и, в первую очередь, лекции 21, посвященной образованию плазмы при взаимодействии лазерного излучения с непрозрачными твердыми телами.

1. Критическая плотность плазмы. Распространение электромагнитных волн в плазме описывается уравнениями Максвелла, отличными от тех уравнений, которые рассматривались выше, в лекциях 11—14. Отличие состоит в учете проводимости плазмы, обусловленной наличием в ней свободных электронов. Учет проводимости σ сводится к замене диэлектрической проницаемости ϵ на комплексную диэлектрическую проницаемость ϵ' , которая описывается соотношением

$$\epsilon' = \epsilon + 4\pi i\sigma/\omega, \quad (1)$$

где ω — частота электромагнитной волны. Решение уравнения Максвелла

$$\Delta \mathbf{E} + \epsilon'(\omega^2/c^2)\mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

имеет вид плоской бегущей волны

$$\mathbf{E} \propto \exp(i\omega t - ikx) = \exp(i\omega(t - nx/c) - \kappa x\omega/c), \quad (3)$$

где

$$n^2 = \epsilon/2 + [\epsilon^2 + (4\pi\sigma/\omega)^2]^{1/2}/2, \quad (4)$$

$$\kappa^2 = -\epsilon/2 + [\epsilon^2 + (4\pi\sigma/\omega)^2]^{1/2}/2. \quad (5)$$

Здесь $n = \lambda_0/\lambda$ — показатель преломления, κ — показатель поглощения излучения в плазме.

Рассмотрим процесс распространения электромагнитной волны в плазме, варьируя ее проводимость σ . Один предельный случай — $\sigma = 0$, т. е. среда не проводящая. Это означает, согласно (1), что $\epsilon' = \epsilon$. В этом случае из (4) и (5) следует, что $n = \sqrt{\epsilon}$, а $\kappa = 0$. Таким образом, в непроводящей плазме не поглощается энергия распространяющейся волны. Однако очевидно, что непроводящая плазма есть абстрактная модель; такую среду, строго говоря, нельзя вообще относить к плазме.

Рассмотрим теперь реальную плазму, имеющую конечную проводимость ($\sigma \neq 0$). Пусть проводимость мала так, что мнимая часть диэлектрической проницаемости в (1) гораздо меньше действительной, т. е. $4\pi\sigma/\omega\epsilon \ll 1$. Если при этом $\epsilon > 0$ и $|\epsilon| \sim 1$, то $\eta \sim \sqrt{\epsilon}$, а $\kappa \approx 2\pi\sigma/\omega\epsilon \ll 1$, т. е. затухание волны существует, но оно очень мало. Это типичные характеристики слабо поглощающей разреженной (неплотной) плазмы. Затухание μ волны в такой плазме определяется ее проводимостью ($\mu = 4\pi\sigma/cn$). Поглощение волны в таких условиях описывается законом Бугера (лекция 16), в соответствии с которым энергия излучения, проходящего через плазму, уменьшается по экспоненциальному закону $Q = Q_0 \exp(-\mu x)$.

Теперь для той же неплотной плазмы рассмотрим случай, когда $\epsilon < 0$. При этом из (4) и (5) следует, что $\kappa \approx 0$, а $n \approx \sqrt{-|\epsilon|}$, т. е. волна не поглощается в среде, а отражается от нее. Диэлектрическая проницаемость, равная нулю, соответствует границе между поглощающей и отражающей плазмой.

Наконец, рассмотрим другой предельный случай, когда мнимая часть ϵ' гораздо больше действительной, т. е. $4\pi\sigma/\omega\epsilon \gg 1$. При этом из (4) и (5) следует $n \approx \kappa \approx (2\pi\sigma/\omega)^{1/2}$, т. е. поле волны сильно затухает на расстоянии $x \sim \lambda$. В таких условиях волна практически не распространяется в плазме. Расстояние, на котором волна затухает в e раз, равно $\delta = c/\omega\kappa = c/(2\pi\sigma\omega)^{1/2}$.

С интересующей нас точки зрения наибольшее значение представляет собой плазма, для которой действительная часть ϵ комплексной диэлектрической проницаемости ϵ' равна нулю. Как уже говорилось выше, условие $\epsilon = 0$ представляет собой границу между двумя качественно различными состояниями плазмы: при $\epsilon > 0$ излучение распространяется в плазме; при $\epsilon < 0$ излучение отражается от плазмы. Обратимся к вопросу о связи диэлектрической проницаемости ϵ плазмы с ее микроскопическими характеристиками и выясним, при каких условиях диэлектрическая проницаемость обращается в нуль. Для того чтобы ответ на этот вопрос был простым и наглядным, сделаем ряд дополнительных предположений о свойствах плазмы.

Первое предположение — проводимость плазмы определяется лишь ее электронной составляющей. Это хорошее приближение, так как из-за большого различия в массе электронов m_e и ионов m_i (по порядку величины $m_i/m_e > 10^3$) движением ионов можно практически пренебречь. Второе предположение — пренебрежение действием на электроны со стороны магнитной составляющей поля волны. Это приближение хорошо для электронов, имеющих нерелятивистские скорости из-за фактора v/c , который в таких условиях значительно меньше единицы. Нас интересуют энергии электронов < 1 МэВ, так что условие $v/c \ll 1$ справедливо. Третье предположение — длина волны излучения гораздо больше амплитуды A смещения электрона в периодическом поле. Это условие означает, что поле волны можно считать однородным. Условие $\lambda \gg A$ выполняется для полей с не экстремально большой

напряженностью (см. ³) к лекции 16). Четвертое предположение — отсутствие столкновений электронов с другими частицами, нейтральными и заряженными. Достаточно, чтобы для частоты столкновений ν_e выполнялось неравенство $\nu_e \ll \omega$. Такая плазма называется *бесстолкновительной плазмой*. Ограничение бесстолкновительной плазмой означает ограничение на плотность плазмы сверху ¹).

Отметим, что все эти предположения соответствуют свойствам той плазмы, которая нас интересует, а именно плазмы, возникающей при воздействии мощного лазерного излучения на поверхность непрозрачных твердых тел. Так, электроны при интересующих нас температурах плазмы (лекция 21) не релятивистские, а предположения об однородности поля волны и бесстолкновительном характере плазмы соответствуют реальным условиям.

При выполнении этих условий из уравнений Максвелла легко установить [3], что проводимость $\sigma = 0$, а действие волны сводится к поляризации плазмы. При этом диэлектрическая проницаемость плазмы описывается следующим выражением [1]:

$$\epsilon = 1 - (4\pi e^2/m) (n_e/\omega^2). \quad (6)$$

В таких условиях энергия волны в плазме не поглощается — электроны колеблются в поле волны, но так как нет столкновений, то поле волны энергии электронам не передает (лекция 16). Соотношение (6) можно переписать в следующем виде:

$$\epsilon = 1 - \omega_{пл}^2/\omega^2, \quad (7)$$

где $\omega_{пл}$ — *плазменная частота*, которая определяется соотношением

$$\omega_{пл} = [(4\pi e^2/m) n_e]^{1/2}. \quad (8)$$

Плазменная частота $\omega_{пл}$ представляет собой одну из основных характеристик плазмы. Это частота собственных гармонических колебаний электронной составляющей относительно неподвижных ионов [2]. Соотношение (7) дает ответ на поставленный вопрос — в каких условиях диэлектрическая проницаемость плазмы равна нулю? Очевидно, для этого требуется выполнение условия $\omega = \omega_{пл}$. При $\omega > \omega_{пл}$ плазма прозрачна для излучения, при $\omega < \omega_{пл}$ плазма непрозрачна, излучение отражается плазмой.

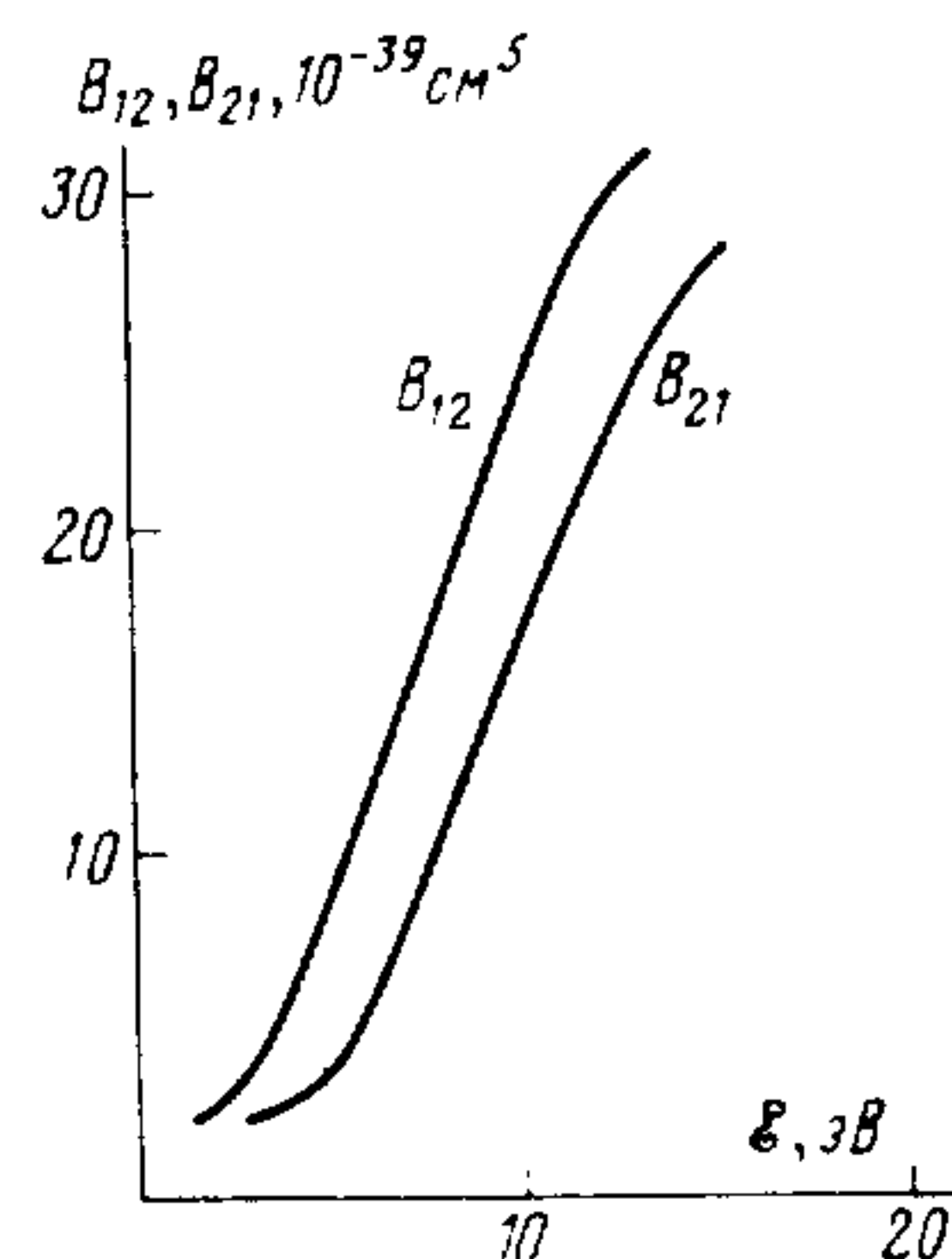
Частоту излучения, при которой выполняется (для заданной плазмы) условие $\omega = \omega_{пл}$, принято называть *критической частотой* ($\omega_{кр}$). Плотность электронов в плазме n_e , при которой плазменная частота равна частоте излучения $\omega_{пл} = \omega$, принято называть *критической плотностью* ($n_{eкр}$).

Критическая частота и критическая плотность — важнейшие характеристики процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Во-первых, эти характеристики определяют границу между прозрачной плазмой, в которой распространяется излучение, и непрозрачной плазмой, от которой излучение отражается. Во-вторых, именно в области $\omega \gtrsim \omega_{пл}$ максимален коэффициент

поглощения излучения в плазме, т. е. это именно та область, где лазерное излучение может нагревать плазму. Оценки по соотношению (8) показывают, что для излучения видимого диапазона частот ($\omega \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$) критическая плотность составляет величину $n_{\text{кр}} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

2. Поглощение лазерного излучения в плазме. При плотности электронов n_e , меньшей критической плотности $n_{\text{кр}}(\omega)$, плазма прозрачна для излучения частоты ω , излучение распространяется в плазме и поглощается, ослабляясь по закону Бугера [3]. Поглощение излучения происходит в процессе столкновения электронов с нейтральными частицами и ионами. (Этот процесс подробно рассмотрен в лекции 16.) Изменение энергии электронов определяется в общем случае тремя процессами — вынужденным поглощением излучения, спонтанным и вынужденным испусканием излучения. Если речь идет о воздействии на плазму когерентного лазерного излучения, то, как и в других случаях, практически можно пренебречь спонтанным испусканием по сравнению с вынужденным испусканием. Как было показано в лекции 16, коэффициент вынужденного поглощения всегда доминирует над коэффициентом вынужденного испускания, причем это различие тем больше, чем меньше кинетическая энергия электрона.

Расчет коэффициентов поглощения и вынужденного испускания обычно проводится в квазиклассическом приближении [1], так как квантово-механические расчеты весьма сложны [5]. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены результаты расчетов для конкретного атома [1]. Из данных расчетов видно, что приближенно, при не очень больших энергиях электронов, можно не учитывать вынужденное испускание, составляющее не очень



1. Зависимость коэффициента поглощения B_{12} и коэффициента вынужденного испускания B_{21} квантов излучения рубинового лазера ($\hbar\omega \approx 1,8 \text{ эВ}$), рассчитанных на один атом аргона и один электрон, от энергии ϵ электронов [1]

большую долю от поглощения. При этом можно пользоваться коэффициентом поглощения, следующим образом связанным с параметрами, характеризующими плазму и излучение [4]:

$$\mu [\text{см}^{-1}] \approx 5GZ^2 (n_i n_e / n_{\text{кр}}^2) \lambda^{-2} T_e^{-3/2}. \quad (9)$$

В (9) $n_{\text{кр}}$, n_i , n_e — соответственно критическая плотность, плотность ионов и электронов, T_e — температура электронов в эВ,

Z — заряд ионов, λ — длина волны излучения, G — фактор Гаунта ($G = 5-10$). Для излучения видимого диапазона частот при $Z = 1$ соотношение (9) имеет более простой вид:

$$\mu [\text{см}^{-1}] \approx 30 (n/n_{\text{кр}})^2 T_e^{-3/2}. \quad (10)$$

По соотношению (10) легко оценить, что эффективная длина поглощения (при $n \sim n_{\text{кр}}$) для $T_e \sim 10^3 \text{ эВ}$ порядка 0,1 см. Отметим, что эта величина гораздо меньше размера плазменного факела (лекция 21).

Как уже не раз говорилось выше, совершая большое число соударений, электрон в среднем увеличивает свою энергию (см. формулу (9) в лекции 16), причем скорость набора энергии $d\mathcal{E}/dt \propto nF$, где n — плотность атомов (ионов), а F — интенсивность излучения. Время τ , за которое электрон увеличивает свою энергию до заданной величины, связано с плотностью нейтральных частиц (ионов) n и интенсивностью излучения F соотношением $\tau n F \approx \text{const}$ (см. (10) в лекции 16). Это время тем меньше, чем больше плотность среды и интенсивность излучения. Константа в правой части равенства пропорциональна конечному значению энергии электронов. Оценки³⁾ по соотношению (10) из лекции 16 дают электронную температуру несколько большую, чем следует из опыта (см. рис. 8 из лекции 21). Это различие находится в согласии с тем, что соотношение (10) из лекции 16 является верхней оценкой, не учитывающей различные каналы потерь энергии электроном.

Время, за которое увеличивается кинетическая энергия электронов до заданной величины, есть время установления электронной температуры. Ионная температура увеличивается за счет столкновений электронов с ионами, причем большое различие в массах электронов и ионов затрудняет обмен энергией между ними. *Время термализации плазмы*, т. е. время, за которое между электронной и ионной компонентами устанавливается равновесие, определяется исходя из кинетического уравнения для функций распределения по энергии электронов и ионов с помощью интеграла столкновений Ландау [3]. Приближенно время термализации описывается выражением

$$\tau_{ei} \approx 25 (A/Z^2) (T_e^{3/2}/n_e), \quad (11)$$

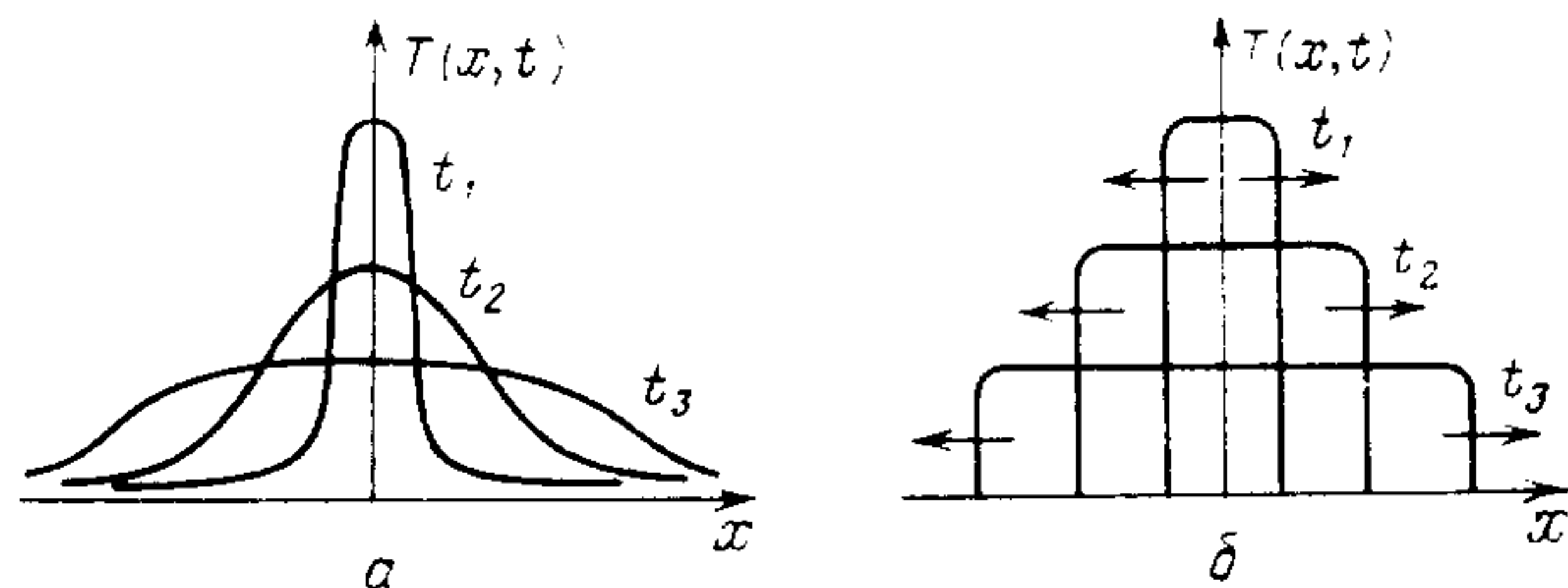
где A и Z — атомная масса и заряд ионов, T_e — в кельвинах. Оценки по соотношению (11) показывают, что в интересующих нас условиях термализация плазмы происходит очень быстро⁴⁾, во всяком случае, за гораздо меньшее время, чем длительность наносекундного импульса излучения. Таким образом, можно практически всегда говорить о температуре плазмы, а не о температуре электронов.

При нагревании плазмы за счет поглощения излучения надо иметь в виду, что эффективно излучение поглощается лишь в очень тонком слое плазмы, где ее плотность близка к критической. Вне этой области, где плотность плазмы меньше, плазма

прозрачна для излучения, поглощение мало. В более плотную плазму, где $n_e > n_{кр}$, излучение не проникает, отражаясь от границы, на которой $n_e \approx n_{кр}$. Таким образом, если ограничиться процессом нагревания плазмы за счет поглощения лазерного излучения, то видно на первый взгляд непреодолимое ограничение из-за отражения излучения от границы по плотности $n_e \approx n_{кр}$.

3. Передача энергии от области поглощения излучения к плотной плазме. Однако на самом деле такого ограничения нет, так как энергия может передаваться через границу $n_e \sim n_{кр}$, от разреженной плазмы $n_e < n_{кр}$, поглощающей лазерное излучение, к плотной плазме $n_e > n_{кр}$, в которую излучение не проникает. Существуют три основных механизма передачи энергии — *электронная теплопроводность, перенос высокоэнергетических электронов и перенос излучения*. Образование электронов с кинетической энергией, значительно превышающей равновесную тепловую энергию (*горячих, быстрых, надтепловых электронов*), происходит в области поглощения излучения из-за наличия различных нелинейных процессов поглощения излучения помимо рассмотренных выше (и в лекции 16) нелинейных процессов поглощения, для которых $d\mathcal{E}/dt \propto F$. Могут иметь место такие нелинейные процессы, как *резонансное и параметрическое взаимодействие лазерного излучения с плазмой* [6, 7]. Быстрые электроны имеют большую проникающую способность, плотная (надкритическая, $n_e > n_{кр}$) плазма является для них прозрачной; двигаясь в плотной плазме, электроны сталкиваются с частицами и отдают плазме свою энергию [6].

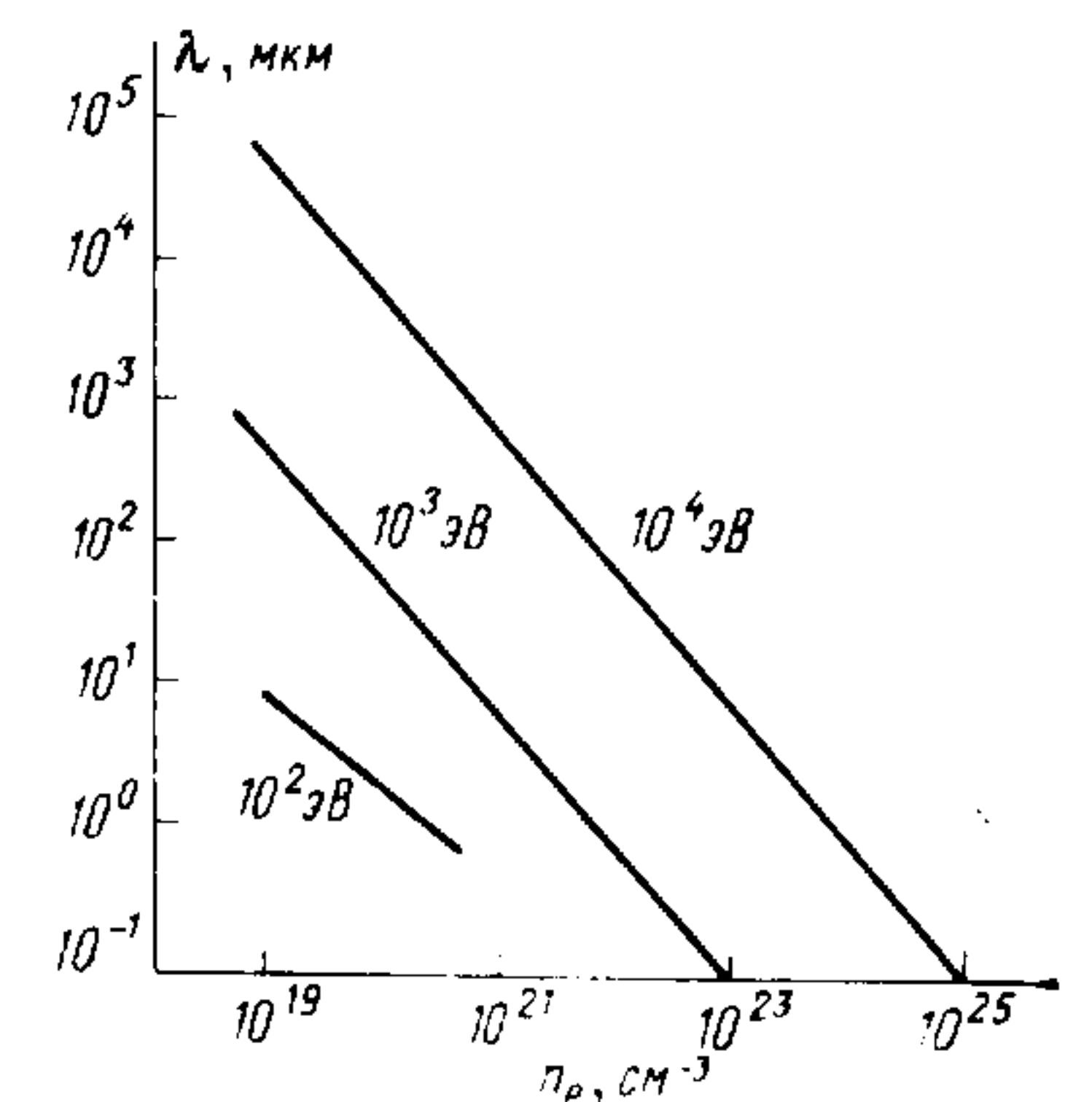
Излучение, которое может проникнуть в плотную плазму и нагреть ее, — это коротковолновое излучение, для которого критическая плотность имеет гораздо большую величину, чем для



2. Схема распространения тепла от импульсного теплового источника в случае линейной ($\alpha \neq \alpha(T)$) (а) и нелинейной ($\alpha \propto T^n$) (б) теплопроводности

лазерного излучения. Коротковолновое излучение возникает в процессе столкновений электронов с атомами и ионами за счет радиационной (излучательной) релаксации возбужденных электронных состояний. (Некоторые такие процессы обсуждались в лекции 16.) Учет излучательной теплопроводности осуществляется на основе традиционных методов кинетической теории [4] с учетом зависимости коэффициента диффузии излучения от температуры плазмы, т. е. в рамках нелинейной диффузии [6].

Электронная теплопроводность плазмы описывается исходя из известных соотношений кинетической теории для теплопроводности газа. Так как коэффициент электронной теплопроводности плазмы сильно зависит от ее температуры, $\lambda_e \propto T^{5/2}$ [4], то в интересующем нас случае необходим учет зависимости коэффициента теплопроводности от температуры, т. е. решение задачи о нелинейной теплопроводности. Тепловое возмущение имеет вид тепловой волны. Схема распространения тепловой волны от теплового импульсного источника приведена на рис. 2, где также для сравнения приведена аналогичная схема распространения тепла при линейной теплопроводности ($\lambda_e = \text{const}$). Возникновение тепловой волны означает возникновение и гидродинамической волны расширения вещества, следующей за тепловой волной. Количественно зависимость электронной теплопроводности плазмы от величин n_e и T_e может быть рассчитана лишь численными методами [8], однако из вида зависимости $\lambda_e \propto T^{5/2}$ ясно, что теплопроводность очень быстро увеличивается при увеличении температуры. В качестве наглядной верхней оценки можно привести зависимость длины свободного пробега электрона от n_e и T_e (рис. 3).



3. Зависимость длины свободного пробега λ электрона от электронной плотности n_e при различных значениях температуры T_e плазмы

Относительная роль упомянутых выше механизмов переноса энергии из области эффективного поглощения лазерного излучения в плотную плазму зависит от температуры, плотности и степени ионизации плазмы. В большинстве случаев доминирует канал электронной теплопроводности.

Резюмируя результаты рассмотрения процесса передачи энергии от области эффективного поглощения излучения к плотной плазме, отметим, что обычно доминирует электронная теплопроводность, приводящая к возникновению и движению в глубь плазмы тепловой волны и волны разрежения. Поглощенная энергия лазерного излучения расходуется на увеличение тепловой энергии поглощающего слоя, на увеличение кинетической энергии расширяющейся плазмы с плотностью $n_e < n_{кр}$, а также на увеличение тепловой и кинетической энергии плотной плазмы с $n_e > n_{кр}$. Очевидно, что расход энергии излучения на расширение плазмы как целого при $n_e < n_{кр}$ и при $n_e > n_{кр}$ представляет собой канал потерь энергии, уменьшающий долю энергии излучения, затраченную на увеличение тепловой энергии (нагрев) плазмы.

Наиболее простая возможность сделать верхнюю оценку энергии, передаваемой плазме от лазерного излучения, заключается

в пренебрежении затратами энергии излучения на расширение плазмы как целого. В этом случае баланс энергии сводится к равенству энергии лазерного излучения и энергии испаренного вещества. Для одномерной геометрии можно достаточно просто найти отношение θ кинетической энергии испаренного вещества $mv^2/2$ к энергии лазерного излучения в импульсе Q , т. е. эффективность трансформации энергии лазерного излучения в температуру плазмы [9]:

$$\theta = m(t)v^2(t)/2Q \approx (1/10)m(t)(\ln m_0/m(t))^2/(m_0 - m(t)), \quad (12)$$

где m_0 — начальная масса на единицу площади, Q — энергия излучения на единицу площади. (При выводе этого соотношения использовано выражение для скорости $v(t) = v_0 \ln(m_0/m(t))$, где v_0 — начальная скорость вещества, известное из механики тел переменной массы, например ракеты.) Из (12) следует, что максимальное значение θ достигается при $m_0/m(t) \approx 5$. В этом случае $\theta \approx 0,1$. Как показывают более точные численные расчеты, учитывающие расширение плазмы как целого, истинное значение θ лежит в интервале $\theta = 0,05 - 0,1$. Таким образом, даже в оптимальных условиях коэффициент трансформации энергии излучения в кинетическую энергию движения плазмы невелик ($\theta \leq 10\%$).

4. Лазерный термоядерный синтез. Безусловно, наиболее важным физическим следствием возможности нагревания плазмы до высоких температур лазерным излучением является принципиальная возможность осуществления управляемого термоядерного синтеза. Реакции синтеза ядер представляют собой процесс проникновения атомов (или ионов) через потенциальный барьер, обусловленный электростатическими кулоновскими силами отталкивания, при сближении ядер вплоть до очень малого расстояния, на котором начинают действовать ядерные силы притяжения.

В общем виде зависимость сечения σ реакции синтеза от кинетической энергии сталкивающихся частиц $\mathcal{E}$ описывается выражением, типичным для любых подбарьерных переходов:

$$\sigma(\mathcal{E}) \propto (A/\mathcal{E}) \exp(-B/\sqrt{\mathcal{E}}), \quad (13)$$

где A и B — константы. (Аналогичные выражения рассматривались выше в лекции 5 при описании процесса туннельной ионизации.)

Среди различных реакций синтеза выделенной является реакция



где α — α -частица, n — нейтрон, D — дейтрон, T — тритий. Для этой реакции максимум сечения достигается при наиболее низкой кинетической энергии сталкивающихся ядер $\mathcal{E} \approx 10$ кэВ, т. е. при температуре $T \approx 10^8$ К. Реакция (14) приводит к выде-

лению энергии, примерно равной 20 МэВ, в виде кинетической энергии α -частицы и нейтрона.

Для того чтобы реакция синтеза была самоподдерживающейся, необходимо наличие баланса между энергией, выделяющейся при синтезе, и энергией плазмы $3nkT$. Полагая, что плотность атомов T и D одинакова и равна n и что плазма термализована ($T_e = T_i$), получаем условие равенства этих энергий в виде

$$(1/4)n^2 w \mathcal{E} \tau = 3nkT, \quad (15)$$

где w — вероятность реакции синтеза в единицу времени, $\mathcal{E}$ — энергия, выделяющаяся в одной реакции, τ — время существования нагретой плазмы. Если подставить в (15) конкретные числа, характеризующие реакцию $D + T$, оказывается, что величина $n\tau$ как функция T имеет минимум; для него получаем критерий, при выполнении которого реакция является самоподдерживающейся (так называемый критерий Лоусона):

$$n\tau > 10^{14}, \quad (16)$$

где $[n] = \text{см}^{-3}$, а $[\tau] = \text{с}$. Константа в правой стороне неравенства зависит, в частности, от температуры плазмы (кинетической энергии ионов $\mathcal{E}_i$). В (16) константа соответствует энергии ионов $\mathcal{E}_i \approx 10$ кэВ, т. е. температуре плазмы $T \approx 10^8$ К.

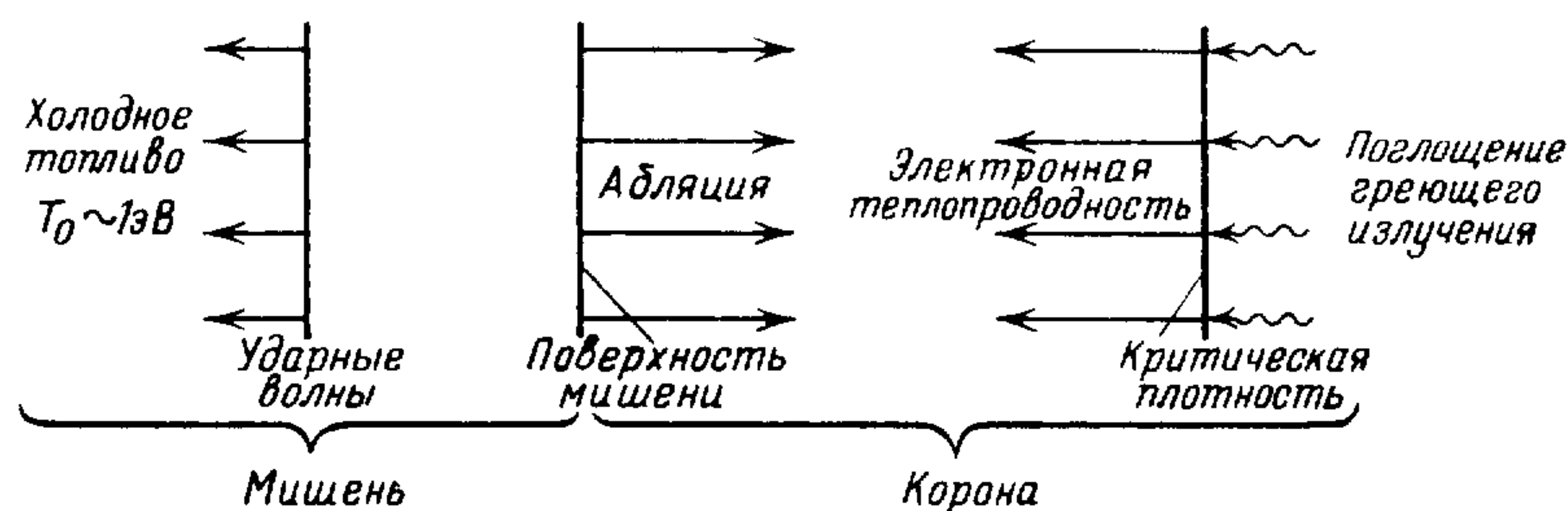
Таким образом, из критерия Лоусона следует, что плазма твердотельной плотности ($n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$), нагретая до температуры $T \sim 10^8$ К, должна существовать в течение интервала времени $\tau \sim 10^{-8}$ с, для того чтобы реакция $D + T$ была самоподдерживающейся. Сопоставление этих данных с теми, о которых шла речь выше, при обсуждении процесса нагрева плазмы лазерным излучением, на первый взгляд, дает основание считать такой процесс вполне реалистичным.

Однако простая оценка⁵⁾ показывает, что для осуществления самоподдерживающейся реакции требуется практически недостижимая энергия в импульсе (средняя мощность) лазерного излучения. Более строгие оценки [6, 9] дают уже совсем нереальные значения энергии в импульсе $Q \sim 10^6$ Дж. Наиболее слабым местом рассматриваемого процесса прямого нагрева мишени лазерным излучением является предположение, что за время действия лазерного импульса ($\tau \sim 10^{-8}$ с) плотность нагреваемой плазмы останется на уровне начальной твердотельной плотности ($n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Из приведенных выше оценок скорости нагрева мишени, скорости разлета плазмы и электронной теплопроводности плазмы видно, что начальная плотность плазмы при ее типичном линейном размере должна существенно уменьшаться за время, по крайней мере, на порядок величины меньшее.

Из критерия Лоусона (16) и сделанных выше оценок следует обоснование того пути, по которому идут в настоящее время попытки осуществления лазерного термоядерного синтеза. В основе этого пути лежит идея сжатия вещества мишени до плотности,

на несколько порядков величины превышающей плотность твердого тела. При степени сжатия $\beta = n_{сж}/n_0 > 1$ частота столкновений ионов увеличивается в β^2 раз и, тем самым, в β^2 раз увеличивается вероятность реакции синтеза в единицу времени.

Сжатие сферической мишени осуществляется за счет испарения (абляции) ее поверхности. Схема такого процесса приведена на рис. 4. Сферическая мишень облучается однородно по всей поверхности; поверхность нагревается, испаряется и образуется плазменная корона, в которой излучение эффективно поглощается в шаровом слое, для которого $n_e \leq n_{кр}$. Энергия лазерного



4. Схема процессов, приводящих к сжатию мишени

излучения передается от этого слоя внутрь, в область, где плотность за счет электронной теплопроводности больше. Таким образом, нагревается поверхность мишени, с которой происходит бурное испарение вещества (абляция), приводящее к возникновению ударной волны. Ударная волна распространяется к центру мишени, увеличивая по мере своего распространения давление в веществе и соответственно плотность вещества. В центральной области достигается столь высокая плотность (ударный нагрев вещества), что температура достигает нескольких килоэлектронвольт на частицу, и возникает реакция синтеза. Центральная область нагревается до высокой температуры из-за термоядерной реакции и начинает нагревать окружающую среду, в которую распространяется волна термоядерного горения вещества, движущаяся наружу. Термоядерное горение охватывает практически все вещество в плотной центральной части мишени.

Отметим, что согласно изложенной выше схеме самоподдерживающаяся реакция синтеза возникает не в результате нагрева плазмы лазерным излучением, а в результате имплозии, т. е. увеличения давления ударной волной, сходящейся к центру сферической мишени. Нагрев плазмы лазерным излучением необходим лишь на стадии, приводящей к абляции вещества.

Процесс абляции и сжатия термоядерного топлива, детально изучаемый экспериментально и теоретически в последние годы [6, 10], пока не привел к осуществлению термоядерной реакции, однако уже достигнуты коэффициенты сжатия $\beta \sim 10^2$. Теоретические оценки показывают, что для возникновения реакции синтеза необходим коэффициент сжатия $\beta \sim 10^3$. Оценки показыва-

ют, что необходимая степень сжатия может быть получена при использовании излучения более мощных лазеров, сооружаемых сейчас в ряде лабораторий [11].

Одновременно разрабатывается и оптимальная конструкция термоядерного реактора [11]. Он будет представлять собой камеру взаимодействия размером в несколько метров, в которую в импульсно-периодическом режиме с частотой порядка 1 с^{-1} будут вбрасываться микроскопические ($\sim 1 \text{ мм}$) мишени, содержащие смесь $D + T$, которые в центре камеры будут облучаться импульсом лазерного излучения. В результате протекания тех процессов, которые описаны выше, возникнет термоядерная реакция в мишени, приводящая к микровзрыву. При взрыве будет выделяться энергии $\sim 10^{10}$ Дж (эта энергия по порядку величины эквивалентна энергии от сжигания $\sim 10^2$ литров бензина). Энергия, выделяемая при взрыве, будет нагревать жидкий литий, протекающий по внутренней стенке камеры взаимодействия, и в дальнейшем будет отниматься от лития в теплообменниках. Жидкий литий одновременно будет служить радиационной защитой стальной стенки камеры взаимодействия от нейтронов и рентгеновского излучения, возникающего при термоядерном взрыве.

Основной характеристикой реактора является КПД, т. е. отношение энергии, отводимой от реактора, к энергии, затраченной на осуществление термоядерной реакции. Так как КПД при трансформации электрической энергии в энергию лазерного излучения меньше или равен 10 % (этот КПД сильно зависит от типа лазера), а эффективность вклада энергии излучения в мишень меньше или равна 10 %, то из этих цифр следует, что коэффициент усиления мишени должен составлять величину, большую или равную 10^2 . Экстраполяция данных многочисленных экспериментов на большую мощность лазерного излучения и степень сжатия порядка 10^3 убеждает в возможности реализации усиления порядка 10^2 .

* * *

Выше были рассмотрены лишь отдельные, наиболее важные закономерности процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Известно еще много качественно новых явлений, играющих существенную роль. Это, в первую очередь, аналоги тех нелинейных оптических явлений, которые обсуждались в лекциях 10—14, — возбуждение высших гармоник лазерного излучения, связь волн, самофокусировка излучения, ВРМБ и ВКР [7], [12]. К другому классу явлений относятся различные процессы, приводящие к возникновению волн и неустойчивостей в плазме, обусловленных так называемой *параметрической неустойчивостью плазмы*, т. е. изменением различных параметров, характеризующих плазму, под действием лазерного излучения [7]. В качестве конкретного примера можно привести осцилляции относительной скорости электронов и ионов и, тем самым, осцил-

ляции электрического тока в плазме. Изменение во времени параметров плазмы обуславливает возможность возникновения *параметрических резонансов* [7]. Возникновение электрических токов в плазме приводит к возникновению магнитных полей, напряженность которых достигает рекордных мегагауссовых величин [12]. Известен и ряд других явлений.

Уже одно это перечисление показывает, что взаимодействие лазерного излучения с плазмой представляет собой в настоящее время отдельное крупное и важное для практики направление, лежащее на стыке физики плазмы и квантовой радиофизики.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. **Бесстолкновительная плазма.** Частота столкновений $\nu_e = n v_e \sigma_c$, где n — плотность атомов в см^{-3} , v_e — средняя скорость электронов, σ_c — сечение упругого рассеяния. Для оценок можно полагать $\sigma_c \sim \pi r_A^2 \sim 10^{-16} \text{ см}^2$;

$v_e [\text{см/с}] = 3 \cdot 10^7 \sqrt{\mathcal{E} [\text{эВ}]}$. Условие $\nu_e \ll \omega$ для излучения видимого диапазона частот ($\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$) выполняется при энергии электронов в несколько десятков электронвольт для плотности плазмы $n \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т. е. вплоть до твердотельной плотности.

2. **Критическая плотность плазмы.** Эта величина определяется по соотношению (8): $n_{e \text{ кр}} \approx 10^{-8} \omega^2 \approx 10^{21} \lambda^{-2}$, где $n_{e \text{ кр}}$ — в см^{-3} , ω — в с^{-1} , λ — в мкм. Из этого соотношения следуют значения критической плотности для ближнего инфракрасного излучения ($\lambda \approx 10 \text{ мкм}$) — $n_{e \text{ кр}} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$; видимого излучения $\lambda \approx 0,5 \text{ мкм}$ — $n_{e \text{ кр}} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$; ультрафиолетового излучения $\lambda \approx 0,1 \text{ мкм}$ — $n_{e \text{ кр}} \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

3. **Нагревание электронов в плазме.** Нагревание может быть оценено по соотношению (10) из лекции 16. Зададимся излучением видимого диапазона частот и подкритической плотностью электронов $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Длительность импульса излучения положим порядка $\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$. Согласно соотношению (10) из лекции 16 для нагревания электронов до температуры 10^5 К (до энергии $\sim 10 \text{ эВ}$) необходима напряженность поля $E \approx (10^{23}/n\tau)^{1/2} \approx 10^6 \text{ В/см}$, т. е. интенсивность излучения $F \sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$.

4. **Время термализации плазмы.** Рассмотрим углеродную ($A \approx 10$) плазму, состоящую из электронов с $T_e \sim 10^5 \text{ К}$ при их плотности $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и однозарядных ионов ($Z=1$). В таких условиях согласно (11) получаем время термализации $\tau_{ei} \sim 10^{-9} \text{ с}$. В соответствии с этой оценкой видно, что в том случае, когда электроны нагреваются за время действия лазерного излучения ($\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$), передача энергии к ионам происходит значительно быстрее, так что время нагрева электронов есть время нагрева плазмы в целом.

5. **Оценка параметров лазерного излучения, необходимых для осуществления самоподдерживающейся реакции синтеза.** Согласно критерию Лоусона (16) для температуры плазмы $T \sim 10^8 \text{ К}$, т. е. кинетической энергии частиц $\mathcal{E} \sim 10 \text{ кэВ}$, должно выполняться неравенство $n\tau > 10^{14}$. Следовательно, при длительности лазерного импульса $\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$ необходима плотность нагретой плазмы $n \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Зададимся стандартным диаметром кружка фокусировки лазерного излучения $r \sim 10^{-2} \text{ см}$, исходя из которого объем сферической мишени положим равным $V \sim 10^{-5} \text{ см}^3$. Соответственно число атомов в мишени равно $N = nV \sim 10^{17}$. Для их нагрева до заданной температуры необходима энергия $Q = \mathcal{E}N \sim 10^{21} \text{ эВ}$. Так как коэффициент передачи энергии от лазерного излучения плазме $\leq 10^{-1}$, то необходимая энергия лазерного излучения составляет величину $Q \geq 10^{22} \text{ эВ}$, что для излучения видимого диапазона частот соответствует $Q \geq 10^{22}$ фотонов. Таким образом, необходима энергия $Q \geq 10^3 \text{ Дж}$ и мощность излучения $\mathcal{P} \geq 10^{12} \text{ Вт}$. Отметим, что в проведенной оценке не учтены различные практические обстоятельства, приводящие к тому, что на самом деле требуется энергия излучения на несколько порядков большая. Так, выше предпола-

гается, что до необходимой температуры нагревается вся мишень, а не часть ее, пренебрегается разлетом плазмы, предполагается возможность симметричного облучения сферической мишени и т. д. Строгие оценки [6, 9] дают величину требуемой энергии лазерного излучения порядка 10^6 Дж , что при заданной длительности лазерного импульса соответствует мощности $\mathcal{P} \geq 10^{15} \text{ Вт}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
2. Смирнов Б. М. Введение в физику плазмы.— М.: Наука, 1982.
3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
5. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме: Пер. с англ./Под ред. А. А. Веденова.— М.: Наука, 1971.
6. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Склизкова.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму.— М.: Наука, 1973.
8. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика.— М.: Наука, 1979.— § 43, 45.
9. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез: Пер. с англ./Под ред. А. А. Филикова.— М.: Атомиздат, 1977.
10. Басов Н. Г., Захаренков Ю. А., Зорев Н. Н. и др.— М.: ВИНТИ: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника.— 1982.— Т. 26.— Ч. 1, 2.
11. Накколс Дж. // УФН.— 1984.— Т. 143.— С. 467.
12. Хора Х. Физика лазерной плазмы: Пер. с англ./Под ред. Г. В. Склизкова.— М.: Энергоатомиздат, 1986.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Активная спектроскопия 160
Антитормозной эффект 196
Атомная система единиц 15

Безынерционные явления 111, 113

Виртуальные переходы, состояния 30
Внешний фотоэффект 231
Внутримолекулярная селективность 96
Волноводное распространение лазерного излучения 172
Время корреляции 46
— продольной и поперечной релаксации 180
— термализации плазмы 265

Гиперкомбинационное рассеяние света 27
Гиперполяризуемость 33
Градиентная сила 106, 108

Двухуровневый атом 70, 74
Динамическая голография 163
— поляризуемость 33
Длина самофокусировки 171
— синхронизма 141
Длительность действия лазерного излучения 9
Доплеровское уширение 51, 55

Закон Бера 191
— Бугера 191
— Ричардсона — Дэшмана 230
Золотое правило Ферми 22, 30
Зондовая методика 252

Изотопическая селективность 93
Интенсивность лазерного излучения 10
Интерферометрия 252

Каскадный (ступенчатый) процесс 49, 64
Квадратичные среды 27
Квадратичный эффект Штарка 31
Квазиэнергетические состояния 79
Когерентное антистоксово комбинационное рассеяние 159
— вещество 143
— взаимодействие 179
Когерентность лазерного излучения 8
Когерентный ансамбль атомов 178
Комбинационное рассеяние света 22, 29
Концентрационное рассеяние 131
Кооперативный процесс 182
Коэффициент усиления излучения 125
Красная граница 56
Критерий Лоусона 269
Критическая мощность излучения при самофокусировке 171
— плотность плазмы 263
— частота излучения 263
Кубичные среды 26

Лазерная термохимия 243
Линейное рассеяние света 22
Линейный эффект Штарка 31

Масс-спектрометрия 253
Мелкомасштабная самофокусировка 175
Металлическое поглощение 227
Метод буферного газа 150
— встречных пучков 53
— поглощения вспомогательного излучения 37
Монохроматичность лазерного излучения 7

Надбарьерный распад 58
Направленность лазерного излучения 9

Некогерентный ансамбль атомов 178
Нелинейная оптика 134
Нелинейные среды 135
Нерезонансная линейная восприимчивость 231
Несмещенное рассеяние 120

Однофотонная ионизация 57
Оптико-акустический эффект 205
Оптический эффект Ауслера — Таунса 81
— — Керра, электронный 112

Параболический закон Фаулера 232
Параметрическая люминесценция 158
Параметрический эффект в оптике 155
Параметрическое рассеяние света 158
Плазменная частота 263
Плазменные лазеры 256
Полевое уширение 51
Правила отбора для многофотонных переходов 44
— — — однофотонных переходов 43
Приближение заданного поля 138
— укороченных уравнений Максвелла 169
Провал Беннета 78
— Лэмба 78
Пролетное уширение 51
Процедура Брейта — Вигнера 24, 30

Размерный эффект 221
Рамановское рассеяние света 22, 29
Рассеяние в крыле линии Рэлея 131
— Мандельштама — Бриллюэна 129
Регистрация линейчатого излучения плазмы 253
Режим волны испарения 254
Резонансное приближение 70
Рэлеевское рассеяние света 22

Самовоздействие излучения 166
Светоиндуцированный дрейф 106
Скоростное фотографирование 251

Смещенное рассеяние 121, 130
Солитон 187
Соотношение Менли — Роу 161
Спектроскопия внутри доплеровского контура 77, 80
Статистический фактор 48
Статическая восприимчивость 24
— поляризация 24, 32
Степень нелинейности (многофотонности) 44, 60
Стоксово, антистоксово рассеяние 121
Столкновительное девозбуждение 94
— уширение 51
Ступенчатый (каскадный) процесс 49, 64
Суперлюминесценция 183

Температурное (энтропийное) рассеяние 131
Теневое фотографирование 251
Тепловое заселение резонансного состояния 94
Термоэлектронная постоянная Зоммерфельда 230
Термозмиссия 229
Тормозной эффект 196

Угол самофокусировки 170

Формула Клаузипуса — Мосотти 114
— Рэлея 122
— Френеля 226

Частота Раби 71

Штарковское уширение 52

Эффект Капицы — Дирака 108
— Комптона 196
— насыщения 72

Явление движущихся фокусов 174

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Лекция 1. Излучение и вещество	5
Лазерное излучение (7). Вещество (12). Взаимодействие на атомном уровне (14). Взаимодействие излучения с прозрачными средами (15). Взаимодействие излучения с непрозрачными средами (17). Примечания (18). Список литературы (18).	
Лекция 2. Индуцированная поляризация	19
Линейная и нелинейная поляризация и восприимчивость (20). Линейная поляризация и линейное рассеяние света (21). Резонансная линейная восприимчивость (24). Нелинейные восприимчивости (25). Примечания (29). Список литературы (30).	
Лекция 3. Сдвиг атомных уровней	31
Сдвиг уровней в переменном поле (32). Зависимость динамической поляризуемости от характеристик атомной системы и поля излучения (34). Экспериментальное определение сдвига уровней в поле лазерного излучения (36). Численные оценки условий в случае, когда необходимо принимать во внимание динамическую поляризуемость (38). Примечания (40). Список литературы (41).	
Лекция 4. Многофотонное возбуждение	41
Однофотонное возбуждение (фотовозбуждение) (42). Многофотонное возбуждение (44). Многофотонное возбуждение в монохроматическом поле (46). Роль промежуточного резонанса (49). Практическая реализация многофотонного возбуждения (50). Многофотонная резонансная спектроскопия (53). Примечания (55). Список литературы (56).	
Лекция 5. Нелинейная ионизация	58
Фотоионизация и туннельный эффект (57). Нелинейная ионизация (59). Прямой процесс многофотонной ионизации (62). Резонансный процесс многофотонной ионизации (64). Метод многофотонной резонансной ионизационной спектроскопии (65). Примечания (67). Список литературы (68).	
Лекция 6. Двухуровневая система в сильном резонансном поле	68
Однофотонный резонанс (70). Многофотонный резонанс (73). Практическая реализация резонанса в поле лазерного излучения (73). Эффект насыщения в лазерной спектроскопии (77). Примечания (82). Список литературы (82).	

Лекция 7. Селективное воздействие лазерного излучения на атомы и молекулы	83
Двухступенчатая селективная фотоионизация атомов (84). Селективное воздействие лазерного излучения на молекулы (88). Нарушение селективности при фотовозбуждении атомов и молекул лазерным излучением (94). Примечания (97). Список литературы (97).	
Лекция 8. Давление света	98
Поглощение и излучение фотонов двухуровневым атомом (100). Сила светового давления на атом в резонансном внешнем поле (102). Ускорение и замедление атомов под действием силы светового давления (102). Использование явления светового давления на атомы и молекулы (105). Примечания (108). Список литературы (108).	
Лекция 9. Нелинейные восприимчивости прозрачных сред	109
Электронная нелинейная восприимчивость (110). Эффект Керра (111). Электрострикция и электрокалорический эффект (114). Тепловой эффект (115). Примечания (118). Список литературы (119).	
Лекция 10. Рассеяние света	120
Спонтанное рассеяние света атомами и молекулами (121). Вынужденное рассеяние света (123). Вынужденное комбинационное рассеяние света атомами (124). Роль ВКР в нелинейной оптике и квантовой радиофизике ((127). Спонтанное рассеяние света однородной средой (128). Вынужденное рассеяние света однородной средой (131). Примечания (133). Список литературы (133).	
Лекция 11. Возбуждение волн нелинейной поляризации	134
Уравнение Максвелла для линейной среды (136). Уравнение Максвелла для нелинейной среды (138). Условия фазового синхронизма (139). Примечания (143). Список литературы (143).	
Лекция 12. Возбуждение высших гармоник	144
Возбуждение второй гармоники (145). Возбуждение высших гармоник (148). Методы осуществления фазового синхронизма (149). Возбуждение высших гармоник лазерным излучением в реальных средах (152). Примечание (154). Список литературы (154).	
Лекция 13. Связь волн в нелинейной среде	154
Связь трех волн в квадратичной среде (156). Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (158). Связь четырех волн в кубической среде (159). Закон сохранения числа фотонов и его следствия (161). Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии (162). Параметрические генераторы (164). Примечания (164). Список литературы (165).	
Лекция 14. Нелинейная рефракция	165
Распространение слабой световой волны в линейной среде (167). Распространение сильной световой волны в нелинейной среде (169). Количественные характеристики процесса нелинейной рефракции (170). Самофокусировка импульсного излучения (173). Примечания (176). Список литературы (176).	
Лекция 15. Нестационарные эффекты	177
Когерентный ансамбль атомов (178). Сверхизлучение (80). Самоиндуцированная прозрачность (184). Примечания (188). Список литературы (189).	

Лекция 16. Оптический пробой газов	190
Основные черты явления пробоя (192). Образование плазмы за счет нелинейной ионизации газа (194). Ионизация газа электронами, ускоренными при столкновениях с атомами в поле излучения (195). Динамика плазмы, образованной в результате ионизации газа (200). Примечания (203). Список литературы (204).	
Лекция 17. Возбуждение звука в жидкостях	205
Тепловой механизм возбуждения звука в жидкости (206). Возбуждение звука при испарении жидкости (210). Оптический пробой в жидкости (212). Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (213). Примечания (214). Список литературы (215).	
Лекция 18. Разрушение прозрачных твердых тел	215
Разрушение идеально чистых тел (217). Разрушения, обусловленные локальными макроскопическими примесями (220). Эффект накопления (222). Список литературы (223).	
Лекция 19. Нагревание поверхности непрозрачного тела	224
Отражение и поглощение излучения (225). Нагревание поверхности металла (228). Эмиссия частиц с поверхности (229). Примечания (235). Список литературы (235).	
Лекция 20. Плавление и испарение металлов	236
Плавление металлов (236). Испарение металлов (238). Технологические применения лазерного излучения при обработке металлов (242). Окисление металлической поверхности при облучении (243). Примечания (245). Список литературы (246).	
Лекция 21. Образование плазмы	246
Процессы, приводящие к образованию плазмы (247). Экспериментальные методы исследования плазменного факела (250). Основные характеристики плазменного факела (254). Примечания (258). Список литературы (259).	
Лекция 22. Взаимодействие с плазмой	260
Критическая плотность плазмы (261). Поглощение лазерного излучения в плазме (264). Передача энергии от области поглощения излучения к плотной плазме (266). Лазерный термоядерный синтез (268). Примечания (272). Список литературы (273).	
Предметный указатель	274

Научное издание

ДЕЛОНЕ Николай Борисович

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ**

Курс лекций

Заведующий редакцией *Л. И. Гладнева*
Редактор *Д. А. Миртова*
Младший редактор *В. А. Кузнецова*
Художественный редактор *Г. М. Коровина*
Технический редактор *С. Я. Шкляр*
Корректоры *Т. С. Родионова, М. Л. Медведская*

ИБ № 32798

Сдано в набор 13.05.88. Подписано к печати 13.01.89. Т-04056.
Формат 60×90/16. Бумага книжно-журнальная. Гарнитура
обыкновенная. Печать высокая. Усл. печ. л. 17,5. Усл.
кр.-отт. 17,5. Уч.-изд. л. 19,85. Тираж 5900 экз. За-
каз № 193. Цена 3 руб.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Четвертая типография издательства «Наука»
630077 г. Новосибирск, 77, Станиславского, 25

NAUKA PUBLISHERS
Main Editorial Board for Literature
on Physics and Mathematics
15, Leninski prospect, Moscow W-71, 117071, USSR

**INTERACTION OF LASER RADIATION WITH MATTER:
COURSE OF LECTURES**

Nikolai B. DELONE, D. Sc. (Phys. & Math.)
Physical Institute, USSR Academy of Sciences
1989, 280 pages. ISBN 5-02-014056-2

Readership: Students and post-graduate students of the Universities and Higher Technical Schools, researches and engineers.

The book: The fundamentals of the interaction process with matter — with atoms and molecules, with transparent and nontransparent condensed media are presented as lectures for the students of Moscow Physical-Technical Institute. The main attention is paid to the most important physical phenomena. The application in the adjacent field of science and technique are discussed. The ample bibliography is represented, required for a deeper original study of the present theme.

Contents: Radiation and matter. Induced polarization. Displacement of the atomic levels. Multiphoton excitation. Nonlinear ionization. Two-level atom in resonance field. Selective interaction of atom and molecule radiation. Laser radiation pressure. Nonlinear susceptibilities of the transparent media. Stimulated light scattering. Nonlinear polarization wave excitation. Higher harmonic excitation. Bounded waves. Nonlinear refraction. Nonstationary effects. Optical gas damage. Sound excitation in liquid. Transparent solid damage. Melting and evaporation. Plasma production. Plasma interaction.

The author: Nikolai Delone, doctor of physical and mathematical science, Professor, the author of more than 200 works and six monographies published in the USSR, FRG and USA.