

# В

ДЛЯ ВУЗОВ

---

*К. И. Крылов  
В. Т. Прокопенко  
В. А. Тарлыков*

## ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

*Допущено Государственным комитетом СССР  
по народному образованию  
в качестве учебного пособия для студентов  
приборостроительных специальностей вузов*



---

Ленинград  
"Машиностроение"  
Ленинградское отделение  
1990

ББК 31.86-5-01  
К85  
УДК 621.375.826 (075.8)

Рецензенты: д-р техн. наук проф. Е. Н. Котликов  
и кафедра приборов и методов контроля качества  
и лазерной техники СЗПИ

**Крылов К. И. и др.**  
К85 Основы лазерной техники: Учеб. пособие для студентов приборостроительных спец. вузов/К. И. Крылов, В. Т. Прокопенко, В. А. Тарлыков. — Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1990. — 316 с.: ил.  
ISBN 5-217-00899-7

В учебном пособии изложены основы работы лазеров. Подробно рассмотрена работа пассивных элементов, приведены вероятностный метод описания процессов и полуклассическая теория лазеров. Основное внимание уделено описанию различных типов лазеров: газовых, жидкостных, твердотельных и полупроводниковых. Рассмотрены приборы управления лазерным излучением, свойства лазерного излучения и нелинейно-оптические явления.

К  $\frac{2302030400-012}{038 (01)-90}$  12—90

ББК 31.86-5-01

ISBN 5-217-00899-7

© К. И. Крылов, В. Т. Прокопенко,  
В. А. Тарлыков, 1990

В настоящее время многие высшие учебные заведения нашей страны ведут подготовку специалистов по оптике лазеров, квантовой электронике, применению лазеров в промышленности и технике. Это связано с тем, что, во-первых, разработка физических основ работы лазеров является предметом многих самостоятельных направлений в физике и технике, таких, как нелинейная оптика, когерентная оптика, квантовая электроника, адаптивная оптика, лазерная спектроскопия, теория резонаторов, термоядерный синтез и другие. Во-вторых, современные достижения лазерной техники позволяют создавать высокоэффективные приборы и системы на основе лазеров, используемые во всем мире в самых различных областях промышленности. Лазеры применяются при обработке и сварке металлов, полупроводников, раскрой тканей, хирургических операциях, в медицине, системах связи, локации, оптоэлектронике и других областях. Полный перечень занял бы много места и вряд ли был полным, поскольку области применения лазеров постоянно увеличиваются.

Несмотря на широкое внедрение различных аспектов лазерной оптики, техники и технологии в учебные планы и программы подготовки специалистов, в СССР не издавались учебные пособия по основам лазерной техники. Исключением является «Курс лекций по квантовой электронике» Н. В. Карлова, выпущенный издательством «Наука» в 1983 году. Этот курс состоит из двух частей. В первой части рассматриваются физические основы квантовой электроники, а во второй — активные среды наиболее распространенных лазерных систем. Изложение основ лазерной техники, включающих описание пассивных элементов лазеров, способы измерения параметров лазерного излучения, рассмотрения приборов управления излучением лазеров, применение лазеров, практически не затронуто в этом курсе. Кроме того, часть материала к настоящему времени фактически устарела.

Также следует отметить, что составители программ курсов, читаемых по основам лазерной техники в вузах страны, вынуждены пользоваться в основном переводной литературой, в которой отечественная лазерная техника освещена слабо.

В связи с этим появилась необходимость написания краткого учебного пособия по лазерной технике, в котором в сравнительно простой, но в достаточно строгой форме были бы изложены основные принципы работы лазеров, рассмотрены основные их типы и режимы работы, основные свойства излучения, приборы управления лазерным лучом, а также возможности применения лазеров.

В основе курса лежит ряд учебных программ Ленинградского института точной механики и оптики, читаемых на протяжении ряда лет студентам и слушателям повышения квалификации, получающим образование по профилю оптических специальностей.

Курс рассчитан на подготовленных читателей. Для его понимания требуется знание курса общей физики и дополнительных курсов по оптике и физике по программам технических вузов. Дело в том, что лазерная техника зародилась на основе квантовой теории излучения, радиофизики и классической оптики, содержание которых составило основной ее фундамент. Дальнейшее развитие потребовало включения в этот перечень необходимых сведений из области строения вещества и взаимодействия излучения с веществом. Все это привело к необходимости того, чтобы приступающий к изучению лазерной техники уже обладал знаниями, превосходящими содержание общего курса физики, обычно излагаемого в технических вузах. Поэтому вузы, осуществляющие специализированную подготовку в области лазерной техники, предусматривают изучение некоторых разделов теоретической физики, включающих в себя электродинамику, статистическую физику, квантовую механику и физику твердого тела.

При ознакомлении студентов с лазерной техникой в специализированных вузах, в таких, как приборостроительные, эти разделы теоретической физики студентам не излагаются. Поскольку предполагается, что данное учебное пособие будет использоваться и студентами этих вузов, возникла необходимость непосредственного включения некоторых основных положений таких разделов, как электромагнитная теория света, зонная теория полупроводников, элементарные процессы при электрическом разряде в газах, и других, органически связывая их изложение с рассмотрением вопросов, непосредственно относящихся к лазерам. Эти разделы по возможности представлены в объеме, не загромождающем учебное пособие излишним материалом, но в то же время необходимым для углубленного понимания процессов в лазерах и при их применении.

Материал учебного пособия может быть использован в качестве самостоятельного курса по основам лазерной техники. Части материала могут быть включены в специализированные курсы по основам физики лазеров и квантовой электроники, читаемых студентам старших курсов, аспирантам и научно-техническим работникам, специализирующимся в области лазерного приборостроения, разработки лазерных систем и оптики.

Авторы выражают глубокую благодарность коллегам, принявшим участие в обсуждении учебного пособия, в процессе которого были высказаны полезные советы, а также техническому персоналу, оказавших большую помощь в оформлении рукописи.

Авторы заранее благодарны всем, кто пришлет свои замечания, советы и пожелания по адресу: 191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10, Ленинградское отделение изд-ва «Машиностроение».



1.1. СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ  
ИЗЛУЧЕНИЕ

Все окружающие нас тела состоят из элементарных частиц (атомов) или из групп определенным образом объединенных атомов (молекул). Любая молекула состоит из совокупности электронов и атомных ядер, движение и взаимное расположение которых определяют значение внутренней энергии молекулы. Каждый атом или молекула может обладать различными, но вполне определенными значениями энергии, т. е. находиться в том или другом энергетическом состоянии. Иначе говоря, их внутренняя энергия квантована. Если построить диаграмму, откладывая по вертикали значение энергии атома \*, то каждому значению его энергии будет соответствовать свой уровень, и диаграмма состояний атома будет представлена рядом вполне определенных дискретных энергетических уровней.

Одним из методов нахождения возможных значений энергии является решение уравнения Шредингера

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U)\psi = 0, \quad (1.1)$$

где  $E$  — полная энергия частицы с массой  $m$ , находящейся в силовом поле с потенциальной энергией  $U$ , являющейся функцией координат;  $h$  — постоянная Планка, равная  $6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж/с;  $\psi$  — волновая функция координат и времени, непрерывная, конечная и однозначная во всех точках пространства. При этом оказывается, что решения уравнения (1.1) могут быть только при определенных значениях энергии  $E_i$  и избранных функциях  $\psi_i$ . Возможные значения энергии обычно называются собственными значениями энергии, а соответствующие им функции — собственными функциями. Величина  $\psi\psi^* = |\psi|^2$  определяет вероятность нахождения частицы в данной точке пространства.

Например, для частицы, движущейся в параболической потенциальной яме (линейный гармонический осциллятор), возможные значения энергий, найденные из решения уравнения (1.1), отличаются друг от друга на одну и ту же величину  $\Delta E$  (рис. 1.1). Волновые же функции  $\psi$ , соответствующие различным значениям энергии, существенно различны. Диаграмма ее состояний представляется рядом вполне определенных дискретных, эквидистантно расположенных энергетических уровней.

\* Впредь, для краткости, будем употреблять слово атом, имея в виду, что изложенное, если не будет сделано специальных оговорок, относится также и к молекуле.

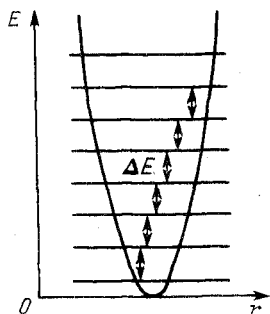


Рис. 1.1. Энергетические уровни частицы, движущейся в параболической потенциальной яме

Уравнение Шредингера для самого простого атома водорода, состоящего из протона и одного электрона, находящегося в поле ядра, ввиду того что в данном случае  $U = -e^2/r$ , имеет следующий вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left( E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (1.2)$$

Простейшим решением (1.2) является  $\psi(r) = e^{-ra}$ , где  $a = me^2/h^2$ , при  $E_1 = me^4/(2h^2)$ . Это решение соответствует основному состоянию атома. Вероятность пребывания электрона в шаровом слое между двумя сферами с радиусами  $r$  и  $r + dr$  оказывается при этом равной  $4\pi r^2 \psi^2 dr$ , т. е. пропорциональной  $r^2 e^{-2ra}$ . Вероятность нахождения электрона на различных расстояниях от ядра имеет максимум при  $r = 1/a$ , что соответствует первому боровскому радиусу  $r = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см.

Из (1.2) следует, что кроме состояния с наименьшим значением энергии возможны также состояния со значениями энергии  $E_i > E_1$ . Значению энергии  $E_2 = \frac{me^4}{2h^2} \frac{1}{2^2} = \frac{1}{4} E_1$  соответствует волновая функция  $\psi_2 = e^{-ra/2} (2 - ra)$ , которая имеет максимум уже при другом  $r$ , большем  $r_1$ . Таким же образом определяются энергии  $E_3, E_4$ , соответствующие различным возможным возбужденным состояниям водородного атома. При этом  $E_i = E_1/i^2$ , где  $i = 1, 2, 3, \dots$

Волновые функции  $\psi_i$ , принадлежащие энергиям  $E_i$ , сферически симметричны, т. е. являются функциями только  $r$ . Состояния атомов, волновые функции которых сферически симметричны, называются  $s$ -состояниями.

Уравнение (1.2) имеет, однако, решение, не обладающее сферической симметрией. Так, решения, соответствующие функциям вида  $\psi_x = xf(r)$ ;  $\psi_y = yf(r)$ ;  $\psi_z = zf(r)$ , определяют  $p$ -состояния. Каждая из функций  $\psi_x, \psi_y$  и  $\psi_z$  является решением для одного и того же значения энергии. Если некоторому значению энергии соответствует более чем одно независимое решение, то говорят, что имеет место вырождение. Таким образом,  $p$ -состояния трехкратно вырождены. Вырождение, по существу, заключается в том, что в этом случае имеет место совпадение трех энергетических уровней, оно, как правило, связано с наличием у системы симметрии.

Существуют решения уравнения (1.2) при функциях  $\psi$ , пропорциональных  $x^2, xy, xz$  и т. д. Такие функции описывают  $d$ -состояния атома, при этом имеет место пятикратное вырождение. Оказывается, что нижний энергетический уровень  $p$ -состояния совпадает со вторым уровнем  $s$ -состояния, значит, энергетический

уровень атома  $E_2$  четырехкратно вырожден. Нижний энергетический уровень  $d$ -состояния совпадает со вторым уровнем  $p$ -состояния, что приводит к соответствующему вырождению уровня  $E_3$  и т. д. Однако это свойство вырождения присуще только кулоновскому потенциалу. Для всякого другого потенциала  $U(r)$   $s$ - и  $p$ -расстояния имеют различные энергии. Диаграмма энергетических уровней атома водорода приведена на рис. 1.2.

Более сложные атомы различных химических элементов обладают также вполне определенными энергетическими уровнями, и их состояния могут быть представлены в виде соответствующих энергетических диаграмм. Атом с порядковым номером  $z$  в таблице Менделеева состоит из ядра с положительным зарядом  $ze$ , окруженного электронами. Если пренебречь взаимодействием между электронами, то можно положить, что каждый электрон движется независимо от других в потенциальном поле  $U = ze^2/r$ , т. е. в отличие от уравнения Шредингера (1.2) следует теперь заменить  $U = -e^2/r$  на  $U = ze^2/r$ . Очевидно, что при этом получим те же энергетические уровни, отличающиеся от уровней водородного атома только масштабом. Таким образом, энергетические уровни отдельного электрона для всех атомов, если не принимать во внимание масштаб, при нашем предположении должны соответствовать рис. 1.2. Чтобы найти уровни всего атома в целом, распределим все  $z$  принадлежащих ему электронов по энергетическим уровням, однако при этом следует иметь в виду, что известный в квантовой механике принцип исключения Паули требует, чтобы на каждом уровне находилось не более двух электронов (отличающихся антипараллельными спинами). При этом, если уровень имеет параметр вырождения  $g$ , т. е. в действительности представляет собою совпадение  $g$  уровней, то на таком уровне могут находиться  $2g$  электронов.

Фактически, в отличие от нашего предположения, для всех атомов, кроме водородного, выражение для потенциала, в котором находится рассматриваемый электрон, будет отличаться от кулоновского потенциала  $U = -ze^2/r$ , так как при этом будет сказываться наличие других электронов. На электрон, находящийся на высшем энергетическом уровне, будут действовать электроны, находящиеся ближе к ядру. Их отрицательное зарядное облако до некоторой степени будет экранировать поле ядра, поэтому электрон на высшем энергетическом уровне будет находиться не точно в кулоновом поле. В результате этого, если в атоме водорода энергетические уровни, например  $2s$  и  $2p$  или  $3p$  и  $3d$ , совпадали, то теперь они разделяются. Разделение уровней увеличивается по

	$s$	$p$	$d$
	==	==	==
	==	==	==
	==	==	==
$E_3$	—	—	—
$E_2$	—	—	
$E_1$	—		

Рис. 1.2. Энергетические уровни атома водорода

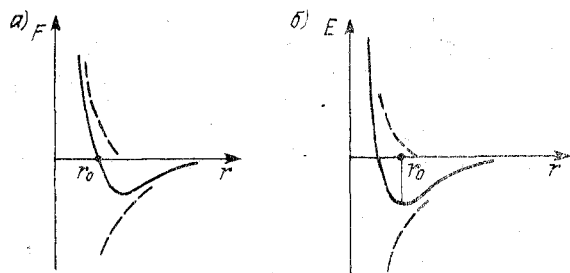


Рис. 1.3. Зависимость силы взаимодействия двух атомов, объединенных в молекулу (а), и их потенциальной энергии (б) от радиуса  $r$

мере перехода к более тяжелым элементам, т. е. с возрастанием порядкового номера  $z$ . Разделение уровней всегда таково, что  $s$  уровень оказывается нижним, а уровни  $p$  и  $d$  располагаются выше. Таким образом, для каждого атома будем иметь свою диаграмму энергетических состояний.

Два или несколько атомов могут образовать молекулу, т. е. систему, выступающую как единое целое, в которой атомы связаны между собой и расположены в определенном порядке. Структура молекулы, т. е. строго определенное расположение атомов в пространстве, является следствием действия между атомами сил притяжения и отталкивания. Химическая связь осуществляется с участием внешних электронов атомов. Так, два атома водорода могут образовать молекулу водорода  $H_2$ . При сближении двух водородных атомов с больших расстояний они вначале притягиваются, если спины их электронов антипараллельны. Энергия взаимодействия имеет минимум на расстоянии порядка боровского радиуса. Для меньших расстояний притяжение переходит в отталкивание. Минимум  $E(r)$  определяет равновесное расстояние и энергию связи или энергию диссоциаций молекулы водорода (рис. 1.3). Атомы в молекуле не неподвижны, они колеблются около равновесного положения  $r_0$ . Амплитуда их колебания тем больше, чем выше температура. Молекула в целом также вращается. Колебательная и вращательная энергии согласно законам квантовой механики могут принимать только дискретные значения, т. е. колебательная энергия  $E_k$  и вращательная энергия  $E_v$  квантованы. Расстояния между энергетическими уровнями, соответствующие колебательной энергии, значительно меньше, чем расстояния между уровнями электронной энергии. Различие между энергиями ротационных квантовых состояний еще меньше.

В двухатомных молекулах энергия колебательных квантовых состояний определяется из соотношения

$$E_k = (v + 1/2) \hbar \omega,$$

где  $v = 0, 1, 2, \dots$  — колебательные квантовые числа;  $\omega$  — частота колебаний атома.

В общем случае для линейной молекулы, т. е. такой, в которой все ядра расположены на одной прямой, состоящей из  $N$  атомов (рис. 1.4, а), имеется  $r = 3N - 5$  колебательных степеней

свободы. Каждой степени свободы соответствуют свои значения  $E_k$  со своей частотой нормальных колебаний. Если молекула нелинейна, число степеней свободы для нее  $r = 3N - 6$ . Так, линейная трехатомная молекула  $\text{CO}_2$  имеет четыре колебательные степени свободы, но двум степеням свободы соответствуют одинаковые частоты нормальных колебаний (дважды вырожденные колебания). Для четырехатомной нелинейной молекулы аммиака (рис. 1.4, б), число степеней свободы  $r = 6$  и т. д.

В линейных молекулах возможны ротационные состояния с энергией

$$E_r = J(J + 1) \frac{h^2}{8\pi^2 I},$$

где  $I$  — момент инерции молекул;  $J = 0, 1, 2, \dots$  — ротационное квантовое число. Различным значениям  $J$  соответствуют различные значения момента количества движения. Ротационное квантовое число может изменяться только на  $\Delta J = \pm 1$ .

Для нелинейных многоатомных молекул схема вращательных уровней энергии усложняется тем более, чем менее симметрична молекула.

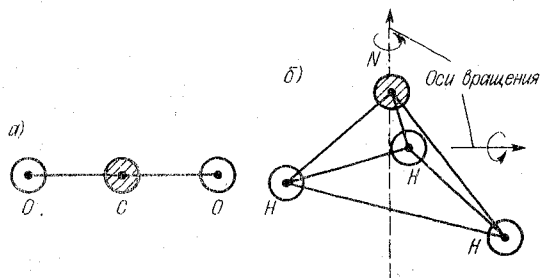
В квантовой электронике обычно мы имеем дело не с одним атомом, а с весьма большим их числом, представляющим собою некоторый ансамбль частиц. Достаточно вспомнить, что в одном кубическом сантиметре газа при нормальных условиях, т. е. при температуре  $t = 0^\circ\text{C}$  и давлении, равном 133,3 Па (одной атмосфере), находится  $2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  атомов (число Лошмидта), а в твердом теле их приблизительно  $10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

Частицы, входящие в состав ансамбля, непрерывно взаимодействуют между собой, что приводит к вполне определенному распределению их по энергиям. Распределение частиц по энергиям при термодинамическом равновесии подчиняется закону Больцмана, согласно которому вероятность пребывания атома в состоянии  $i$  с энергией  $E_i$ , т. е. вероятность нахождения его на каком-либо энергетическом уровне  $i$ , равна

$$P_i = C e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

где  $C$  — константа;  $T$  — абсолютная температура;  $k$  — постоянная Больцмана,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/}^\circ\text{C}$ .

Рис. 1.4. Схема молекулы: а — линейной  $\text{CO}_2$ ; б — нелинейной  $\text{NH}_3$



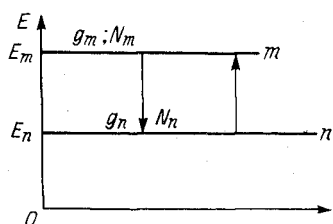


Рис. 1.5. Диаграмма энергетических уровней ансамбля молекул

Таким образом, из общего числа частиц ансамбля  $N_0$  на уровне  $i$  находятся

$$N_i = N_0 \text{Ce}^{-\frac{E_i}{kT}}.$$

Отношение числа частиц, пребывающих в состоянии  $m$ , с энергией  $E_m$  к числу частиц с энергией  $E_n$  будет

$$N_m/N_n = e^{-(E_m - E_n)/kT}. \quad (1.3)$$

В случае, если одному энергетическому уровню атома соответствует несколько различных его устойчивых состояний, то данный энергетический уровень вырожден. Число  $g$  различных независимых состояний с одинаковым значением энергии определяет кратность вырождения или статический вес уровня.

Отношение населенностей двух вырожденных уровней  $m$  и  $n$  при их статистических весах  $g_m$  и  $g_n$  в отличие от (1.3) определяется следующим образом:

$$N_m/N_n = (g_m/g_n) e^{-(E_m - E_n)/kT}. \quad (1.4)$$

Из (1.3) и (1.4) следует, что при термодинамическом равновесии число частиц, находящихся на верхнем энергетическом уровне, оказывается значительно меньше, чем на нижнем, причем, чем выше располагается энергетический уровень, тем меньше находится на нем частиц. На рис. 1.5 представлена диаграмма энергетических уровней, причем длина горизонтальной черты определяет населенность того или другого уровня.

Свет представляет собой электромагнитные волны. Энергия электромагнитного поля света также квантована. Каждый квант энергии излучения (фотон) равняется  $h\nu$ , где  $\nu$  — частота колебаний, а  $h$  — постоянная Планка. Таким образом, энергия фотона прямо пропорциональна частоте и возрастает с укорочением длины волны.

Атом может взаимодействовать с электромагнитным излучением, изменяя при этом свое энергетическое состояние, т. е. совершать при этом переход с одного уровня на другой. При поглощении электромагнитной энергии происходит переход атома в состояние с большим значением энергии, а значит переход его на более высокий энергетический уровень. При переходе на нижний энергетический уровень происходит испускание энергии в виде кванта света.

Если атом находится в верхнем энергетическом состоянии с энергией  $E_m$ , то имеется определенная вероятность того, что через некоторое время он перейдет в нижнее состояние, определяе-

мое энергией  $E_n$ , и при этом произойдет излучение кванта света, величина которого будет равна

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n. \quad (1.5)$$

Вероятность перехода атома с одного энергетического уровня на другой имеет две составляющие. Первая зависит от свойств атома и не зависит от внешних факторов. Вторая — линейно зависит от плотности энергии поля, соответствующей частоте перехода, действующего на атом извне. Первая определяет так называемое спонтанное излучение, вторая — вынужденное индуцированное. При воздействии света частотой  $\nu_{mn}$  на атом, находящийся на нижнем энергетическом уровне  $n$ , происходит поглощение фотона  $h\nu_{mn}$ , сопровождаемое переходом атома на верхний уровень  $m$ . Спонтанного перехода атома с нижнего уровня на верхний не происходит.

Индуктированное и спонтанное излучение впервые были рассмотрены Эйнштейном. Им были теоретически выведены коэффициенты спонтанного и индуцированного излучений  $A$  и  $B$ , получившие название коэффициентов Эйнштейна, а также установлено соотношение между ними. Коэффициент спонтанного перехода  $A_{mn}$  определяет вероятность спонтанного перехода изолированного атома в единицу времени с уровня  $m$  на уровень  $n$ . Коэффициенты вынужденного излучения и поглощения  $B_{mn}$  и  $B_{nm}$  определяют вероятность соответствующих переходов в единицу времени при воздействии на атом электромагнитной энергии со спектральной плотностью, равной единице.

Эйнштейн, рассматривая совокупность молекул, находящихся в тепловом равновесии, на основе заключения о том, что при установившемся состоянии каждая часть элементарного объема должна излучать в единицу времени на данной частоте столько же энергии, сколько она ее поглощает, установил соотношение

$$\rho_\nu B_{nm} N_n = \rho_\nu B_{mn} N_m + A_{mn} N_m. \quad (1.6)$$

Здесь  $\rho_\nu$  — плотность энергии излучения на соответствующей частоте перехода между уровнями  $m$  и  $n$ ;  $\rho_\nu B_{nm}$  — вероятность вынужденных переходов в единицу времени с уровня  $n$  на уровень  $m$  под влиянием излучения с плотностью энергии  $\rho_\nu$ , т. е. вероятность поглощения;  $\rho_\nu B_{mn}$  — вероятность вынужденных переходов с уровня  $m$  на уровень  $n$ , т. е. вероятность вынужденного излучения. Левая часть уравнения (1.6) определяет поглощенную в единицу времени энергию, а правая — полную энергию излучения при вынужденных и спонтанных переходах.

Поскольку при термодинамическом равновесии отношение населенностей уровней определяется уравнением (1.4), подставив  $N_m/N_n$  из (1.4) в (1.6) и решив относительно  $\rho_\nu$ , принимая во внимание (1.5), находим

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{(g_n B_{nm}/g_m B_{mn}) e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (1.7)$$

С другой стороны, известно, что излучение абсолютно черного тела определяется формулой

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (1.8)$$

Сравнение (1.7) и (1.8) приводит к заключению, что

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (1.9)$$

и что соотношение между коэффициентами спонтанного и вынужденного излучений имеет вид

$$A_{mn} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} h\nu B_{mn}.$$

Так, при частоте  $\nu = 6 \cdot 10^{14}$  Гц (длина волны 0,5 мкм) и плотности потока 1 мВт/см<sup>2</sup>  $A_{mn} \approx 10^{-6} B_{mn}$ , т. е. индуцированное излучение значительно преобладает над спонтанным даже при очень малых плотностях энергии излучения.

Если энергетические уровни частицы не вырождены, то, как это следует из теории Эйнштейна,  $B_{mn} = B_{nm}$ , т. е. коэффициент вынужденного излучения, соответствующий переходу с уровня  $m$  на уровень  $n$ , оказывается численно равным коэффициенту поглощения, определяемому переходом частицы с уровня  $n$  на уровень  $m$ .

## 1.2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРОВ

Представим себе ансамбль, состоящий из  $N_0$  атомов в единице объема, и пусть на него действует электромагнитное излучение с частотой  $\nu_{mn}$  и спектральной плотностью потока энергии  $\rho_\nu$ . Пусть  $N_m$  и  $N_n$  число атомов, находящихся соответственно на верхнем и нижнем энергетическом уровнях. Тогда число поглощенных ансамблем фотонов за время  $dt$ , равное числу переходов атомов с уровня  $n$  на уровень  $m$ , будет  $N_n B_{nm} \rho_\nu dt$ , при этом поглощенная ансамблем энергия

$$W_{\text{полг}} = N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.10)$$

Общее число переходов атомов с  $m$  на  $n$ , как спонтанных, так и вынужденных, за то же время будет  $N_m B_{mn} \rho_\nu dt + N_m A_{mn} dt$ . Так как  $A_{mn} \ll B_{mn}$ , то излученная энергия

$$dW_{\text{изл}} = N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.11)$$

Если  $dW_{\text{изл}}$  будет больше, чем  $dW_{\text{полг}}$ , то произойдет усиление интенсивности падающей на систему электромагнитной волны. Следовательно, условием усиления является

$$N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt > N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt.$$

Подставив значение  $B_{mn}$  из (1.9), получим

$$N_m > N_n g_m / g_n. \quad (1.12)$$



При невырожденных энергетических уровнях  $g_m = g_n = 1$  из (1.12) следует, что  $N_m$  должно быть больше  $N_n$ . Таким образом, мы приходим к заключению, что условием усиления электромагнитной волны ансамблем атомов является распределение в нем населенностей по энергетическим уровням, противоположное тому, что имеет место обычно при термодинамическом равновесии. Число молекул на верхнем энергетическом уровне в отличие от больцмановского распределения должно быть больше, чем на нижнем. Это основное условие, которое лежит в основе принципов работы всех типов квантовых усилителей и генераторов.

В случае, когда  $N_m$  будет меньше  $N_n$ , в ансамбле молекул в большей мере будут осуществляться переходы с нижнего уровня на верхний при поглощении фотонов, чем с верхнего на нижний. При этом ансамбль молекул будет являться поглощающей средой, ослабляющей проходящую через него электромагнитную волну.

Мгновенная мощность излучения ансамблем атомов при наличии поглощения будет равна

$$dW/dt = (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) \rho_\nu h\nu. \quad (1.13)$$

При  $g_m = g_n = 1$   $dW/dt = (N_m - N_n) B_{mn} \rho_\nu h\nu$ . Из (1.13) следует, что мощность излучения пропорциональна разности населенности энергетических уровней. Таким образом, при создании квантового генератора необходимо прежде всего выполнение таких условий, при которых в ансамбле частиц населенность верхнего энергетического уровня была по возможности больше населенности нижнего. Для этого, очевидно, необходимо предварительно ансамбль подвергнуть соответствующему воздействию, которое привело бы к должному перераспределению частиц по энергиям. Такого рода воздействие, называемое накачкой, по существу сводится к возбуждению частиц ансамбля. Оно может быть осуществлено различными способами, например путем облучения ансамбля потоком фотонов или электронов, обладающих такой энергией, при которой происходит переход частиц на верхний рабочий уровень  $m$  с одного из уровней  $i$ , расположенных ниже уровня  $n$ , а потому обладающих значительно большей населенностью, чем населенность нижнего рабочего уровня.

Если теперь, после того, как была произведена накачка и осуществлена инверсия, т. е. достигнута соответствующая перенаселенность энергетических уровней, ансамбль частиц подвергнуть в каком-либо направлении облучению потоком фотонов слабой интенсивности, но имеющим частоту, равную частоте рабочего перехода с уровня  $m$  на уровень  $n$ , то в результате взаимодействия с частицами ансамбля произойдет их размножение. Действительно, взаимодействие какого-либо фотона частоты  $\nu_{mn}$  с возбужденной частицей приведет к вынужденному излучению фотона такой же частоты  $\nu_{mn}$ , распространяющегося в том же направлении. В результате акта взаимодействия окажется уже два фотона, которые, распространяясь дальше и встретив соответственно две возбужден-

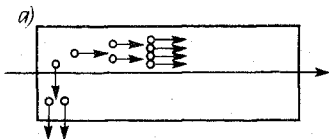
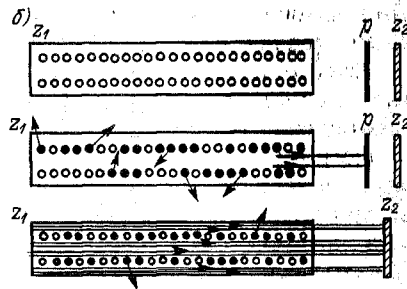


Рис. 1.6. Усиление световой волны, испущенной атомом активной среды (а), и нарастание вынужденного излучения преимущественно вдоль оси рабочего тела (б)



ные частицы, породят еще два фотона, четыре фотона, затем превращаются в 8, 16 и т. д. (рис. 1.6, а). В таком размножении будут участвовать все взаимодействующие с частицами фотоны потока электромагнитной энергии, которым был освещен ансамбль. В результате на выходе из области, где был расположен ансамбль рабочих молекул, интенсивность пучка света будет значительно превосходить интенсивность на входе (рис. 1.6, б).

Все вышеизложенное приводит нас к заключению о возможности усиления электромагнитных волн при индуцированном излучении в некотором ансамбле атомов при условии, что большинство атомов находится в верхнем из двух энергетических состояний, связанных соответствующим переходом.

Из (1.10) и (1.11), принимая во внимание, что интенсивности и плотности энергии связаны соотношением  $\rho = I/c$ , следует, что если излучение пройдет слой, заполненный активными атомами, равный  $dx$ , то на пути  $dx$  приращение его интенсивности будет равно

$$dI = \frac{I}{c} h\nu_{mn} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) dx.$$

Отсюда, интегрируя, находим изменение интенсивности на пути  $l$ :

$$I = I_0 e^{\frac{h\nu_{mn}}{c} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) l}. \quad (1.14)$$

Вводя понятие о поперечных сечениях взаимодействия фотона с атомом на соответствующих переходах  $\sigma_{mn} = B_{mn} h\nu_{mn}$  и  $\sigma_{nm} = B_{nm} h\nu_{nm}$  и принимая во внимание (1.9), выражение (1.14) можно представить в следующем виде:

$$I = I_0 e^{\alpha l}, \quad (1.15)$$

где

$$\alpha = \frac{\sigma_{mn}}{c} \left( N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right).$$

Формула (1.15) представляет известный закон Бугера, где  $\alpha$  — имеет положительное значение, когда  $N_m > (g_m/g_n) N_n$ , т. е. при наличии инверсии, и определяет коэффициент усиления. Отрицательное значение коэффициент  $\alpha$  имеет при обычном термодинами-

ческом равновесии, и в этом случае ансамбль атомов представляет собой поглощающую среду. На рис. 1.6, б изображено распространение излучения в усиливающей среде.

Как следует из (1.15), степень усиления излучения определяется произведением  $\alpha l$ . Очевидно, что значительное усиление на небольшом пути возможно лишь при очень больших значениях коэффициента  $\alpha$ , т. е. при достижении весьма высокой инверсии. В противном случае для этого требуется значительное расстояние, на котором происходит размножение фотонов.

Однако, если ансамбль поместить в резонатор, самым простым вариантом которого является система, состоящая из двух параллельно расположенных плоских зеркал (рис. 1.7), то излучение, прежде чем покинуть резонатор, претерпевает большое число отражений от зеркал, и, таким образом, при этом имеется весьма большая эффективная длина. В резонаторе, настроенном на частоту колебаний атомов или молекул, находящихся в нем, будет происходить интенсивное индуцированное излучение. Если испускаемая энергия будет больше потерь в резонаторе, то становится возможным усиление поступающего в резонатор излучения. В тех случаях, когда индуцированное излучение окажется достаточным не только для преодоления потерь в резонаторе, но и в различных его нагрузках, оказывается возможным также и генерирование электромагнитных волн.

Из всего вышеизложенного следует, что необходимыми элементами любого лазера, как правило, являются следующие.

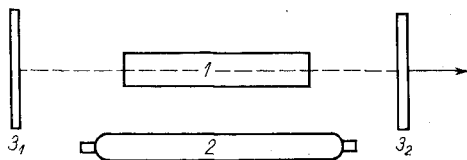
1. Ансамбль молекул, представляющих собою рабочее вещество, в котором может быть осуществлена инверсия, т. е. распределение по энергиям, несвойственное термодинамическому равновесию, удовлетворяющее условию  $N_m > N_n g_m / g_n$ .

2. Устройство, в котором используется какое-либо физическое воздействие на рабочее вещество, позволяющее осуществить инверсию, т. е., как принято говорить, накачку. Накачка может быть осуществлена либо путем воздействия на рабочее тело потоком фотонов или электронов, либо каким-нибудь другим способом.

3. Элемент, при помощи которого или в котором осуществляется достаточно интенсивное взаимодействие излучения с веществом и в котором происходит отбор энергии от ансамбля молекул. Это обычно того или другого вида резонатор.

Рис. 1.7. Принципиальная схема оптического квантового генератора:

1 — рабочее тело; 2 — элемент подкачки;  $3_1$  — глухое зеркало;  $3_2$  — зеркало, частично пропускающее излучение



4. Устройство, обеспечивающее вывод энергии, удовлетворяющее необходимым требованиям и позволяющее осуществить локализацию энергии и доставку ее к месту назначения.

5. Дополнительные элементы, зависящие от того, для какой цели предназначается лазер. Сюда относятся различного рода приборы управления лучом, модуляторы, сканаторы и др.

### 1.3. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛАЗЕРОВ

В настоящее время существует большое количество лазеров, отличающихся друг от друга либо одним, либо несколькими из перечисленных выше элементов. Эти отличия могут быть принципиального характера, когда работа лазеров базируется на различных физических явлениях, как, например, в лазерах на твердом теле и в лазерах, у которых в качестве рабочего вещества используются газы. В связи с этим при изучении лазеров появляется настоятельная необходимость их классификации. Основное общепринятое деление всех существующих лазеров на группы производится по агрегатному состоянию рабочего вещества: лазеры на твердом теле, газовые лазеры, жидкостные; в отдельную группу выделяются полупроводниковые лазеры, хотя используемые в квантовой электронике полупроводники, по существу, являются твердыми телами. Объясняется это тем, что физические явления, протекающие при генерации в полупроводниках, существенно отличаются от явлений, протекающих в обычных твердотельных лазерах.

В свою очередь, каждая из перечисленных групп может быть подразделена на более мелкие подгруппы.

В твердотельных лазерах рабочим ансамблем атомов являются примесные атомы, введенные в сравнительно небольших количествах в основную матрицу твердого тела, которая может быть как кристаллической, так и аморфной. Например, рубин представляет собой корунд ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), в кристаллической решетке которого часть атомов Al заменена атомами Cr, или стекло является аморфным телом с примесью неодима. Рабочими атомами в этом случае являются соответственно атомы хрома или неодима. Однако атомы неодима могут быть введены и в кристаллическое тело, так, например, в лазере на алюмоиттриевом гранате.

Инверсия в твердотельных лазерах достигается воздействием потоков фотонов соответствующей частоты на примесные атомы рабочего тела, т. е. при помощи оптической накачки, осуществляемой путем использования специальных газоразрядных ламп.

Таким образом, твердотельные лазеры могут быть подразделены на две подгруппы: с кристаллической и аморфной матрицами.

В газах могут быть использованы энергетические уровни атомов, ионов или молекул, в связи с этим газовые лазеры подразделяются на атомарные, ионные и молекулярные.

Рабочие уровни ионов располагаются на энергетической диаграмме выше, чем уровни атомов, а расстояние между ними больше,

что приводит к более коротковолновому излучению ионных лазеров по сравнению с лазерами, работающими на атомных переходах. Ввиду того, что вероятность ионных переходов, как правило, больше вероятности атомных переходов, мощность ионных лазеров значительно больше атомарных.

В молекулярных лазерах используются энергетические уровни, соответствующие колебательным и вращательным движениям атомов и молекул. Данные уровни расположены ниже атомных уровней, и интервалы между ними значительно меньше, вследствие этого излучение молекулярных газовых лазеров более длинноволновое, соответствующее инфракрасной части спектра, а коэффициент полезного действия их на много больше атомарных и ионных лазеров. Кроме вышеуказанных трех подгрупп газовых лазеров в отдельные группы могут быть выделены лазеры на парах металлов, например  $\text{Cu}$ ,  $\text{Pb}$  и т. д.

К первой подгруппе лазеров, работающих на атомных переходах, относятся, например, лазеры с чистыми инертными газами  $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ , на смеси  $\text{He-Ne}$  и др. Типичным представителем второй подгруппы является аргоновый лазер. К третьей подгруппе молекулярных лазеров относятся лазер на  $\text{CO}_2$ , парак воды, на смеси  $\text{CO}_2 + \text{He} + \text{N}_2$  и др.

Рассмотренные подгруппы газовых лазеров могут быть, в свою очередь, подразделены на лазеры с однородным газом и лазеры, в которых к основному рабочему газу прибавляется примесь других газов для осуществления условий создания наибольшей инверсии. Например, в первой подгруппе лазеры на чистом  $\text{He}$  и лазер на смеси  $\text{Ne-He}$ , в третьей подгруппе — лазер на  $\text{CO}_2$  и лазер на  $\text{CO}_2 + \text{He} + \text{N}_2$  и т. д.

В подавляющем большинстве случаев инверсия в газовых лазерах осуществляется при прохождении электрического тока через рабочий газ. При электрическом разряде в газе происходит столкновение электронов и ионов с нейтральными частицами газа, а также столкновение нейтральных частиц между собой. В результате этих столкновений при определенных условиях осуществляется инверсия, необходимая для генерации излучения. В газовых лазерах оптическая накачка используется весьма редко. К таким лазерам относится, например, лазер на парах цезия.

Лазеры, рабочим веществом у которых является жидкость, принято подразделять на две подгруппы. В первую подгруппу входят лазеры, рабочим веществом у которых являются растворы неорганических соединений, во вторую — растворы различных органических красителей. К первой подгруппе относятся, например, получившие наиболее широкое развитие лазеры на растворах солей неодима в неорганических жидкостях, например, на оксиде хлорида селена с четыреххлористым оловом ( $\text{SeOCl}_2 : \text{SnCl}_4$ ). Рабочими атомами в этом случае являются атомы неодима. Ко второй группе относятся, например, лазеры на растворах пиренина, родамина, триафлаванта и др.

В жидкостных лазерах инверсия осуществляется при помощи оптической накачки.

В полупроводниковых лазерах рабочим телом является кристалл полупроводника. Генерация осуществляется при рекомбинации неравновесных электронов и дырок при соответствующих переходах носителей. Полупроводниковые лазеры подразделяются на две основные подгруппы.

Лазеры, в которых рабочим телом являются кристаллы-полупроводники, изготовленные таким образом, что одна их часть обладает электронной проводимостью ( $n$ -тип), а другая — проводимостью, обусловленной наличием дырок ( $p$ -тип). В этих условиях на границе, называемой  $p$ — $n$ -переходом, возникает большой градиент концентрации как электронов, так и дырок. Инверсия в данном случае осуществляется при инжекции носителей тока через  $p$ — $n$ -переход под влиянием прилагаемой к кристаллу разности потенциалов.

Полупроводниковые лазеры, относящиеся к данной подгруппе, получили название инжекционных ПКГ, типичным представителем их является лазер на  $p$ — $n$ -переходе в арсениде галлия.

Ко второй подгруппе относятся лазеры, в которых рабочим телом являются кристаллы полупроводника одного типа. В этом типе лазеров возбуждение осуществляется при бомбардировке кристалла полупроводника электронным пучком или достигается оптической накачкой. В качестве рабочих тел используются, например, полупроводники-кристаллы сульфида кадмия  $CdS$ , арсенида галлия  $GaAs$ , теллура свинца  $PbTe$  и др.

Кроме указанной классификации, может быть произведена классификация лазеров по виду используемых в них рабочих тел, однако возможно их подразделение на группы в зависимости от способа накачки, при этом следует иметь в виду, что помимо оптической и электрической накачки инверсия, вообще говоря, может быть осуществлена еще и другими способами.

В последнее время большое внимание уделяется химической накачке, когда инверсия возникает при той или другой химической реакции. Химическая реакция может быть осуществлена либо при фотодиссоциации молекул, как, например, в лазере на атомарном газе, либо в электрическом разряде в смеси газов, например  $Ne-O_2$ ,  $Ar-O_2$ , а также на фтористом водороде и других или при взаимодействии соответствующих молекул и атомов и их соединений. В результате всех этих процессов образуются атомы или молекулы в возбужденном состоянии.

Следует отметить, что лазеры можно подразделить также на группы в зависимости от режима их работы. Различают лазеры, работающие в непрерывном режиме с длительностью импульса  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  с (режим свободной генерации); в режиме гигантских импульсов, когда длительность определяется  $10^{-7}$ — $10^{-9}$  с, и так

называемом режиме синхронизации мод, при котором длительность импульса может быть короче  $10^{-12}$  с. Подробнее о режимах работы лазеров будет изложено ниже (см. гл. 5).

#### 1.4. ФОРМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Формула (1.13), определяющая мощность излучения лазера, относится лишь к идеализированному случаю. При этом в наших рассуждениях мы предполагали, что каждая частица, будь то атом или молекула, обладает строго определенными значениями энергии, т. е. каждый энергетический уровень ее мы считали бесконечно тонким и поэтому при переходе с верхнего энергетического уровня  $m$  на нижний  $n$  излучается вполне определенная частота  $\nu_{mn}$ . На самом деле в природе бесконечно тонких уровней не существует. Каждый энергетический уровень имеет ту или другую степень размытости, определяемую интервалом энергии  $\Delta W$ . Верхний и нижний уровни имеют ширины, соответственно равные  $\Delta W_m$  и  $\Delta W_n$ , поэтому при соответствующих переходах с одного уровня на другой частота излучаемого кванта лежит в определенном интервале частот  $\Delta \nu_{mn}$ . Интенсивность излучения в пределах этого интервала непостоянна, и она определяет ширину и форму излучаемой спектральной линии. Даже в том случае, когда на частицу не действуют никакие внешние силы, спектральная линия имеет конечную естественную ширину.

Естественная ширина и форма спектральной линии впервые были описаны Лоренцом на основе законов классической электродинамики. Однако более строгий вывод может быть произведен на основе квантово-механического принципа неопределенности Гейзенберга. Согласно принципу неопределенности совершенно точное измерение некоторых пар динамических переменных в принципе невозможно, при этом произведение двух неопределенностей рассматриваемых величин не может быть меньше постоянной Планка  $h$ . Например, если импульс частицы обозначить через  $p$ , а  $q$  — ее координата, то

$$\Delta p \Delta q \geq h.$$

С точки зрения квантовой механики естественная ширина спектральной линии вызвана неопределенностью в энергии стационарных состояний атома. Из принципа неопределенности следует, что энергия системы известна лишь с точностью  $\Delta W$ , определяемой соотношением

$$\Delta W \Delta t \approx h = h/(2\pi), \quad (1.16)$$

где  $\Delta t$  — время существования системы. В данном случае  $\Delta t$  представляет собой среднее время жизни атома в состоянии с энергией  $W$  относительно перехода с уровня  $m$  на уровень  $n$ . Среднее время жизни обратно пропорционально вероятности пере-

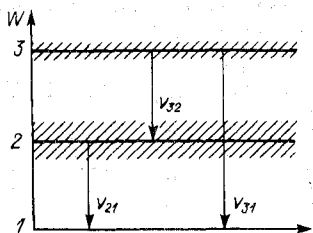


Рис. 1.8. Энергетическая диаграмма трехуровневой системы

Существенным является то, что коэффициент  $A_{mn}$  связан с временем жизни обоих уровней, как  $m$ , так и  $n$ , т. е. оно зависит как от  $\tau_m$ , так и от  $\tau_n$ :  $A_{mn} = \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_n}$ .

На рис. 1.8 представлена энергетическая диаграмма трехуровневой системы. Уровень 1 — нормальный уровень основного состояния атома, время жизни на нем  $\Delta t \rightarrow \infty$  и может быть принято равным бесконечности, поэтому  $\Delta W_1 \rightarrow 0$ . Вероятность перехода с уровня 2 на уровень 1 велика ( $\Delta t = \tau_{21}$  мало), уровень размыт очень сильно, линия широкая. Вероятности переходов с уровня 3  $A_{31}$  и  $A_{32}$  малы, уровень размыт немного. Ширина линии с частотой  $\nu_{31}$  мала. Линия  $\nu_{32}$  вследствие значительной ширины второго уровня широкая, линия с частотами  $\nu_{21}$  и  $\nu_{32}$  имеет приблизительно одинаковую ширину, определяемую в основном размытостью уровня 2.

Если принять заселенности уровней одинаковыми, то вследствие того, что вероятность  $A_{21}$  велика, линия с частотой  $\nu_{21}$  будет яркой, соответственно линия  $\nu_{31}$  — слабой яркости,  $\nu_{32}$  — средней.

Распределение интенсивности по частотам, присущим данной спектральной линии, определяет форму спектральной линии. Форма спектральной линии представляется некоторой нормированной функцией  $S(\nu, \nu_0)$ , где  $\nu_0$  — резонансная частота. Нормирование осуществляется следующим образом:

$$\int S(\nu, \nu_0) d\nu = 1.$$

Расчет, выполненный известным в квантовой механике методом возмущений, показывает, что для естественной ширины спектральной линии

$$S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{A_{mn}/4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (A_{mn}/4\pi)^2}. \quad (1.17)$$

Из (1.17) следует, что при частоте  $\nu$ , равной  $\nu_0$ ,  $S(\nu, \nu_0)$  имеет максимальное значение. При частоте  $\nu$ , когда  $(\nu - \nu_0) = \Delta\nu_e =$

хода, т. е.  $\Delta t = 1/A_{mn}$ . С другой стороны, так как  $W = h\nu_{mn}$ , то  $\Delta W = h \Delta\nu_{mn}$ , тогда из (1.16) следует, что

$$\Delta\nu_{mn} = A_{mn}/(2\pi).$$

Чем меньше вероятность перехода с какого-либо энергетического уровня на другой, т. е. чем больше время жизни атома по отношению к данному переходу, тем уже интервал значений  $\Delta W$  и тем менее размыт данный уровень, а следовательно, тем меньше ширина соответствующей спектральной линии (тем более она резкая). Суще-



$= A_{mn}/4\pi$ ,  $S(\nu, \nu_0)$  убывает в два раза. Величина  $\Delta\nu_e$ , взятая на уровне половинной интенсивности, определяет так называемую полуширину спектральной линии.

Принимая во внимание, что  $A_{mn}/4\pi = \Delta\nu_e$ , формула (1.17) может быть представлена в следующем виде:

$$S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_e}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_e^2} \quad (1.18)$$

Максимум  $S(\nu, \nu_0)$  равняется  $1/(\pi \Delta\nu)$ , что видно на рис. 1.9.

Ширина спектральной линии может изменяться под действием процессов, ограничивающих время жизни возбужденного состояния и модулирующих случайным образом энергетические состояния.

Если излучающее вещество находится в газообразном состоянии, то к таким процессам относятся прежде всего различного рода соударения, например соударение возбужденного атома с нейтральными атомами, ионами и электронами, а также соударения со стенками сосуда. Другой причиной уширения спектральной линии в этом случае является эффект Допплера, обусловленный тепловым движением атомов.

Другими причинами уширения линий является воздействие электрических и магнитных полей на энергетические уровни атомов и молекул, которое может заключаться в сдвиге этих уровней либо расщеплении (эффекты Зеемана и Штарка). В твердых кристаллических телах уширение может происходить вследствие того, что излучающие ионные примеси подвержены действию электрического поля кристалла. Тепловое движение ионов, образующих кристаллическую решетку, приводит к флуктуации электрического поля, что вызывает дополнительное уширение спектральной линии. К тому же может привести и несовершенство кристалла вследствие того, что при этом ионы подвергаются воздействию различных локальных полей кристаллической решетки. При этом различные атомы поглощают и излучают кванты разной энергии.

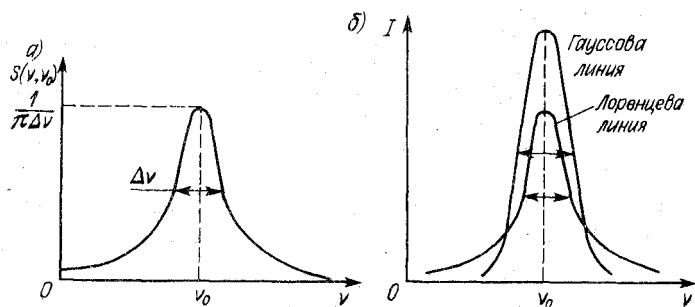


Рис. 1.9. Распределение интенсивности по частотам (а) и контуры спектральных линий при одинаковой ширине линий и одинаковой интегральной интенсивности (б)

Различного рода уширения спектральной линии принято подразделять на две категории, это так называемые однородное и неоднородное уширения.

При однородном уширении воздействие того или другого фактора одинаково на все атомы, имеющие одинаковую частоту перехода, и это приводит к тому, что вероятности перехода всех частиц данного излучающего ансамбля на частоте  $\nu$  остаются одинаковыми. Следовательно, частотные характеристики могут быть получены умножением частотной характеристики отдельного атома на число атомов. В этих случаях форма спектральной линии определяется уравнением вида (1.18) и поэтому называется лоренцевской.

Форма линии в этом случае не зависит от числа частиц  $N$ , а интенсивность линии излучения пропорциональна  $N$  одновременно на всех частотах. Однородно уширенная линия возникает всякий раз, когда уширение обусловлено релаксационными процессами, действующими одинаково на все атомы, имеющие одинаковую частоту перехода.

При определенных условиях наблюдается другой вид уширения линии, известный как неоднородное уширение. При неоднородном уширении ширина линии ансамбля атомов или молекул возрастает вследствие того, что каждый атом или молекула имеют разные частоты переходов, т. е. вероятности переходов на частоте  $\nu$  у различных атомов различны.

В качестве примеров однородного и неоднородного уширения спектральных линий рассмотрим уширение благодаря столкновению частиц в газе и уширение вследствие эффекта Допплера.

Пусть среднее время жизни между столкновениями  $\tau_c$ . В газе при давлении  $p$  и температуре  $T$  оно может быть определено как  $\tau_c = \bar{\lambda}/\bar{v}$ , где  $\bar{\lambda}$  — средняя длина свободного пробега частиц газа;  $\bar{v}$  — средняя скорость их теплового движения. Как известно,  $\lambda = (\sqrt{2}\pi N r^2)^{-1}$  и  $\bar{v} = \sqrt{8kT/(\pi m)}$ , где  $N$  — число частиц в единице объема;  $r$  — радиус частиц;  $m$  — масса частицы;  $k$  — постоянная Больцмана. Таким образом,

$$\tau_c = \frac{1}{N(4r)^2} \sqrt{\frac{m}{\pi kT}}. \quad (1.19)$$

Если это время значительно больше естественного времени жизни  $\tau$ , то эффектом изменения времени жизни из-за соударений можно пренебречь. В противном случае в формуле (1.17) при определении  $S(\nu, \nu_0)$  вместо  $A_{mn} = 1/\tau$  должно быть взято  $1/\tau_c$  и тогда

$$S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{1/4\pi\tau_c}{(\nu - \nu_0)^2 + (1/4\pi\tau_c)^2}.$$

При больших давлениях  $N$  в формуле (1.19) велико,  $\tau_c$  — мало и столкновения приводят к значительному расширению спектральной линии.

Другой причиной уширения спектральной линии, которая имеет особое значение для газов, является наличие эффекта Допплера, обусловленного тепловым движением атомов. Согласно принципу Допплера, частота света, регистрируемая прибором от движущегося источника, равна

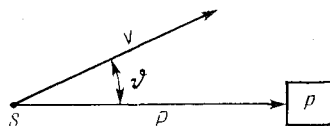


Рис. 1.10. Регистрация частоты света, излучаемого движущимся источником

$$\nu = \nu_0 \left( 1 \pm \frac{v \cos \vartheta}{c} \right),$$

где  $c$  — скорость света;  $v$  — скорость движения источника;  $\nu_0$  — частота, воспринимаемая от неподвижного источника;  $\vartheta$  — угол между направлением вектора скорости  $v$  и направлением от источника к прибору  $P$  (рис. 1.10).

Атомы и молекулы при излучении движутся в различных направлениях, при этом частота их излучения при движении на наблюдателя возрастает максимально на величину  $\nu\nu_0/c$ , при движении от наблюдателя — максимально уменьшается на  $\nu\nu_0/c$ . При движении же под произвольным углом  $\vartheta$  частота изменяется на величину, зависящую от угла  $\vartheta$ . Таким образом, если бы даже все атомы излучали строго определенную частоту  $\nu_0$ , то вследствие наличия эффекта Допплера наблюдатель воспринял бы излучение в диапазоне частот от  $\nu_0 + \nu_0\nu/c$  до  $\nu_0 - \nu_0\nu/c$ , т. е. зафиксированная им спектральная линия имела бы вполне определенную ширину, зависящую от скорости  $v$ , теплового движения излучающих частиц.

Как известно, частицы газа имеют различные скорости не только по направлению, но и по абсолютному значению. Распределение по скоростям подчиняется статистике Максвелла—Больцмана. Вероятность того, что частица газа имеет составляющие скорости в направлении оси  $x$ , лежащие от  $v_x$  до  $v_x + dv_x$ , равна

$$\mathcal{P}_x = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x.$$

Наблюдатель, находящийся на оси  $x$ , обнаружит при этом вследствие продольного эффекта Допплера смещение частоты

$$(\nu - \nu_0) = \nu_0 v_x / c. \quad (1.20)$$

Продифференцировав (1.20) и подставив  $dv_x = (c/\nu_0) d\nu$ , а также учитывая

$$v_x^2 = \left( \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \frac{1}{c^2},$$

получим

$$\mathcal{P}_v = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{m}{2kT} \frac{c^2}{v_0^2} (v-v_0)^2} \frac{c}{v_0} dv. \quad (1.21)$$

Формула (1.21) означает вероятность того, что наблюдатель, находящийся на оси  $x$ , воспринимает излучение с частотой, лежащей в интервале от  $v$  до  $v + dv$ . При  $v = v_0$

$$\mathcal{P}_{v_0} = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \frac{c}{v_0} dv.$$

Таким образом,

$$\mathcal{P}_v = \mathcal{P}_{v_0} e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{v-v_0}{v_0}\right)^2}, \quad (1.22)$$

и распределение интенсивности в пределах спектральной линии будет

$$I_v = I_0 e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{v-v_0}{v_0}\right)^2}.$$

При частоте  $v = v_0 \pm \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$  интенсивность в  $e$  раз меньше  $I_0$ . Очевидно, что полуширина линии на уровне  $1/e$  будет равна  $\frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ . Чтобы найти полуширину на уровне  $1/2$  интенсивности, надо решить соответствующее трансцендентное уравнение. Однако решение будет отличаться только тем, что под корнем появится множитель  $\ln 2$ . Таким образом, полуширина спектральной линии, определяемая эффектом Допплера, оказывается равной

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 kT}{m}}.$$

Эта величина обычно больше естественной полуширины линии. Так, для Ne с атомным весом 20 при  $\lambda = 585,2$  нм  $\Delta \lambda_D = 0,16$  нм, т. е. на два порядка больше естественной ширины. Из (1.21) следует, что форма спектральной линии, обусловленная эффектом Допплера, может быть представлена в следующем виде:

$$S(v, v_0) = \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\pi^{1/2}} \frac{1}{\Delta v_D} e^{\left\{ - \left[ \frac{v-v_0}{\Delta v_D} (\ln 2)^{1/2} \right]^2 \right\}}.$$

Существенно отметить, что доплеровский и лоренцовский контуры спектральных линий значительно различаются по форме. Спад интенсивности на «крыльях» лоренцовского контура происходит гораздо медленнее, чем у доплеровского. На рис. 1.9 приведено сравнение двух контуров линий. Сравнение производится при одинаковых ширинах линий и одинаковых интегральных интенсивностях. В случае, когда атомы по какой-либо причине

приобретают добавочные скорости по отношению к тепловым, наблюдается существенное изменение в контуре линии доплеровского типа.

Поскольку идеально монохроматического излучения не существует и каждая спектральная линия имеет определенную ширину и форму, представляется необходимым произвести уточнение формулы (1.13), определяющей в первом приближении излучаемую мощность ансамбля молекул. Для этого помимо коэффициентов Эйнштейна  $A_{mn}$ ,  $B_{mn}$  и  $B_{nm}$ , рассмотренных ранее, вводят так называемые спектральные коэффициенты Эйнштейна  $a_{mn}(\omega)$ ,  $b_{mn}(\omega)$ ,  $b_{nm}(\omega)$ , которые определяют спектральные плотности вероятности соответствующих процессов. Зависимость спектральных коэффициентов от частоты определяется формой спектральной линии  $S(\omega)$ , соответствующей данному переходу:

$$\begin{aligned} a_{mn}(\omega) &= A_{mn} S(\omega); \quad b_{mn}(\omega) = B_{mn} S(\omega); \\ b_{nm}(\omega) &= B_{nm} S(\omega). \end{aligned} \quad (1.23)$$

Из (1.23) следует, что

$$A_{mn} = \int a_{mn}(\omega) d\omega; \quad B_{mn} = \int b_{mn}(\omega) d\omega; \quad B_{nm} = \int b_{nm}(\omega) d\omega.$$

Спектральные коэффициенты, так же, как интегральные, связаны между собой соотношениями:

$$g_n b_{nm}(\omega) = g_n b_{mn}(\omega); \quad a_{mn}(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} b_{mn}(\omega).$$

Принимая во внимание спектральные коэффициенты, получим выражение для мощности, испускаемой единицей объема при спонтанных переходах  $m \rightarrow n$  атомов, приходящихся на спектральный интервал  $d\omega$ , в виде

$$dW_{mn} = N_m \hbar \omega a_{mn}(\omega) d\omega$$

и соответственно мощности, испускаемой при индуцированных переходах и поглощаемой в единице объема, в виде:

$$dW_{mn}^{\text{инд}}(\omega) = N_m \hbar \omega b_{mn}(\omega) d\omega;$$

$$dW_{nm}^{\text{погл}}(\omega) = N_m \hbar \omega b_{nm}(\omega) d\omega.$$

Таким образом, изменение интенсивности потока с частотой  $\omega$  после прохождения им пути  $dx$  будет равно

$$dI = \frac{dx}{c} \hbar \omega I(\omega) [N_m b_{mn}(\omega) - N_n b_{nm}(\omega)].$$

При этом коэффициент усиления

$$\alpha(\omega) = \frac{\hbar \omega}{c} \left[ N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right] b_{mn}(\omega)$$

или, принимая во внимание, что  $b_{mn}(\omega) = B_{mn} S(\omega)$ ,

$$\alpha(\omega) = \frac{\hbar \omega}{c} \left[ N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right] B_{mn} S(\omega).$$

Для центральной частоты  $\omega_0$  спектральной линии коэффициент усиления будет равен

$$\alpha(\omega_0) = \frac{h\omega_0}{c} \left[ N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right] b_{mn}(\omega_0).$$

Таким образом, он в основном определяется разностью населенностей энергетических уровней  $(N_{mn} N_n)$ .

### 1.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Основными характеристиками излучения лазеров являются его энергия, мощность, угловая расходимость, монохроматичность, поляризация и когерентность.

Остановимся прежде всего на когерентности. Слово «coherence» означает согласованность и относится к согласованию между фазами колебаний. Два пучка света называются согласованными — когерентными, если разности фаз между волнами, образующими эти пучки, остаются постоянными. Если разности фаз многократно и нерегулярно изменяются в течение самого короткого времени наблюдения, пучки света называются некогерентными. Степень когерентности двух источников определяется степенью сохранения постоянства их разности фаз.

В реальных источниках свет излучается множеством атомов. В обычных источниках света, не лазерных, излучение атомов несогласовано. Излучение каждого атома длится очень короткий отрезок времени, длительность излучения не превышает стомиллионных долей секунды. После прекращения излучения и соответствующего возбуждения атом может затем снова излучать, но уже с новой начальной фазой. Таким образом, электромагнитные волны излучаются атомом в виде цугов конечной длины. Разность фаз излучения атомов будет изменяться при этом через весьма короткий отрезок времени. Вследствие этого обычные источники света излучают некогерентные волны. Для упрощения описания этого процесса предположим, что группа  $N$  атомов излучает электромагнитные волны на одной частоте  $\omega$ , в одном направлении, с одной поляризацией. Тогда напряженность электрического поля в некоторой удаленной точке будет равна

$$E = \sum_{i=1}^N E_i = \sum E_{0i} \cos(\omega t + \varphi_i),$$

где  $E_{0i}$  — амплитуда волны излучения  $i$ -м атомом;  $\varphi_i$  — фаза. Допустим далее, что амплитуды излучения различных атомов одинаковы, однако фазы различны и случайны. Если между импульсами нет интервалов и при сохранении постоянной амплитуды фаза меняется скачком, то результирующее колебание можно представить как хаотически модулированное по фазе и амплитуде:

$$E = E_0(t) \cos[\omega t + \varphi(t)]. \quad (1.24)$$

Действительно, как известно, два колебания с амплитудами  $E_{01}$  и  $E_{02}$ , начальными фазами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , складываясь, дают колебание с амплитудой и фазой, определяемой уравнениями:

$$E_{01,2}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_1 - \varphi_2);$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{1,2} = \frac{E_{01} \sin \varphi_1 + E_{02} \sin \varphi_2}{E_{01} \cos \varphi_1 + E_{02} \cos \varphi_2}.$$

При равенстве амплитуд последние уравнения приобретают вид:

$$E_{01,2}^2 = 2E_{01}^2 [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]; \quad (1.25)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{1,2} = \frac{\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2}{\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2}.$$

Так как фаза каждого колебания, а следовательно, и разности фаз  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  меняются скачком, то  $\varphi_1 - \varphi_2 = f(t)$ , отсюда

$$E_{01,2} = E_{01,2}(t) \text{ и } \varphi_{1,2} = \varphi_{1,2}(t).$$

Суммарное колебание будет

$$E_{1,2} = E_{01,2}(t) \cos[\omega t + \varphi_{1,2}(t)].$$

При суммировании всех  $N$  колебаний, испущенных  $N$  атомами, произойдет их последовательное сложение, в результате чего получим формулу (1.24). Из-за случайных фаз действие всех атомов будет давать то большую, то меньшую мгновенную амплитуду, в зависимости от степени случайного совпадения фаз излучателей. Таким образом, суммарное колебание оказывается действительно хаотическим, модулированным как по амплитуде, так и по фазе.

Нетрудно видеть, что среднее значение интенсивности, определенной за время  $t$ , которое значительно больше, чем среднее время чередования хаотических изменений фазы  $\tau$  (при  $t \gg \tau_1$ ) будет равно простой сумме интенсивностей отдельных волн. Действительно, для двух колебаний изменение фазы за время  $\tau_1$  равно  $\Delta\varphi_1 = \varphi_1 - \varphi_2$ , за  $\tau_2 = \Delta\varphi_2$ ,  $\tau_3 = \Delta\varphi_3$  и т. д. Для  $t$ , значительно большего среднего значения  $\tau_1$ , как это следует из формулы (1.25), имеем

$$\overline{E_0^2} = 2\overline{E_{01}} [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] = 2E_{01} + 2\overline{E_{01} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}.$$

Так как  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ , то  $\overline{E_0^2} = 2\overline{E_{01}^2}$ . При суммировании всех колебаний получим  $\overline{E_0^2} = NE_{01}^2$ .

Таким образом, оказывается, что в данном случае, вследствие несогласованности по фазам (некогерентности излучения) интенсивность света в некоторой точке от  $N$  атомов будет равна сумме интенсивности волн, испускаемых отдельными атомами. Для двух отдельных источников света с числом атомов  $N_1$  и  $N_2$  будем иметь аналогичные результаты. Действительно, если первый источник дает интенсивность  $E_{01}^2 = N_1 E_{01}^2$ , а второй  $E_{01}^2 = N_2 E_{02}^2$ ,

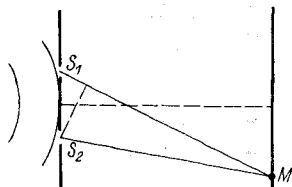


Рис. 1.11. Схема получения интерференционных полос от двух когерентных источников света

то, рассматривая действие этих источников в какой-либо точке совместно, получим  $\bar{E}_{01, 11}^2 = E_{01}^2 + E_{011}^2$ .

Излучение лазеров обладает принципиально другими свойствами. Это объясняется тем, что электромагнитные волны, испущенные атомами при вынужденных переходах, имеют не только частоту, но также и фазу, направление распространения и состояние поляризации такие же, как и у излучения, вызвавшего

переходы. Таким образом, вынужденное излучение когерентно падающей волне. Излучаемые атомами волны в результате вынужденных переходов тождественны падающей волне и, следовательно, когерентны друг другу. Если в некоторую точку придут электромагнитные волны от двух источников колебаний, то результат их совместного действия будет зависеть от разности фаз ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) в данной точке. Результирующее колебание будет иметь максимальное значение при разности фаз, равной 0,  $2\pi$ ,  $4\pi$  и минимальные — при  $(\varphi_1 - \varphi_2) = (2n + 1)\pi$ . Таким образом, при освещении некоторой площадки двумя когерентными источниками света освещенность, в отличие от освещенности некогерентными источниками, будет меняться от точки к точке в зависимости от того, с какой разностью фаз придут колебания в точку М, что приводит к образованию интерференционных полос (рис. 1.11). Однако следует иметь в виду, что когерентность источников не всегда может быть полной, в целом ряде случаев мы встречаемся с интерференцией частично когерентных лучей. О степени когерентности лучей можно судить по видности интерференционной картины, определяемой выражением

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.26)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — интенсивности соответственно в максимумах и минимумах интерференционной картины. Действительно, если доля когерентности света, входящего в состав двух интерференционных пучков одинаковой интенсивности, будет равна  $\gamma$ , то интенсивность каждого светового пучка может быть определена в виде

$$I_1 = \gamma I_1 + (1 - \gamma) I_1. \quad (1.27)$$

В выражении (1.27) первое слагаемое представляет интенсивность когерентной части света, второе — некогерентной. Поскольку интерференционную картину создают только когерентной частью колебаний, а некогерентной дают, как было показано, равномерную суммарную интенсивность, т. е. создают равномерно освещенный фон, нетрудно показать, что видность картины определяется выражением (1.26). При  $I_{\min} = 0$   $v = 1$ , при  $I_{\min} = I_{\max}/2$   $v = 1/3$ , при  $I_{\min} = I_{\max}$   $v = 0$ .



В предыдущих рассуждениях мы рассматривали точечные источники излучения. Очевидно, что в действительности точечных источников излучения не существует, каждый реальный источник обладает определенной протяженностью, и это приводит нас к необходимости уточнения вышеизложенного о когерентности излучения.

Представим себе интерферометр Майкельсона, состоящий из полупрозрачной пластинки  $a$ , наклоненной под углом  $45^\circ$  к падающему на нее световому пучку, и двух зеркал  $Z_1$  и  $Z_2$  (рис. 1.12), установленных таким образом, что они перпендикулярны друг к другу и составляют угол  $45^\circ$  с пластинкой  $a$ . Допустим, что точечный источник света  $S$  помещен в фокусе объектива  $O$ . Рассмотрим луч, распространяющийся вдоль оси объектива и перпендикулярный  $Z_2$ . В точке падения на пластинку этот луч разделяется на два луча. Один из них, отразившись от  $a$ , а затем от  $Z_1$  и пройдя  $a$ , распространяется вдоль оси  $x$ . Другой луч, пройдя  $a$ , отражается сначала от  $Z_2$ , затем от  $a$  и далее распространяется, как и первый, вдоль оси  $x$ . Если расстояние от точки падения до  $Z_1$  отлично от расстояния до  $Z_2$  на величину  $l$ , то оба луча, распространяющиеся вдоль оси  $x$ , будут иметь разность хода  $2l$ . Нетрудно видеть, что в случае, когда зеркала  $Z_1$  и  $Z_2$  расположены перпендикулярно друг к другу, такие же результаты будут и для любого другого луча, расположенного параллельно оптической оси. Таким образом, вдоль оси  $x$  будут распространяться две плоские волны, исходящие из одного и того же точечного источника, а потому полностью когерентные, которые будут интерферировать друг с другом. Поскольку разность хода для всех лучей будет одна и та же, результат интерференции по всему фронту волн будет один и тот же, и мы получим постоянную освещенность, зависящую от разности хода  $l$  по всему освещенному полю. Если теперь повернуть одно из зеркал, например  $Z_2$ , на некоторый малый угол  $\varepsilon$  (рис. 1.12), то при малом угле луч, отраженный от  $Z_2$ , практически совпадает с падающим, но теперь разность хода лучей, падающих на пластинку  $a$  в точке 1 и точке 2, будет различной. В то время, как для первого луча она изменится на  $2d_1$ , для второго она изменится на  $2d_2$ . В результате на выходе разность фаз интерферирующих двух волн в плоскости  $M$  будет зависеть от  $y$ , что приведет к появлению интерферирующих полос. Вдоль  $y$  в направлении, параллельном плоскости  $M$ , интенсивности будут изменяться пропорционально  $\cos^2 \varphi$ , где  $\varphi =$

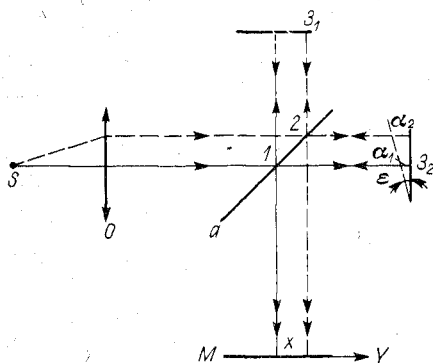


Рис. 1.12. Схема интерферометра Майкельсона

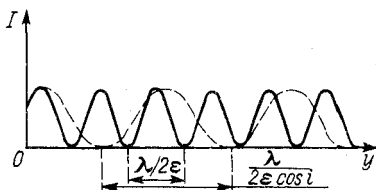


Рис. 1.13. Распределение интенсивности по оси  $y$  в интерферометре Майкельсона

$= 2\pi l/\lambda$  (рис. 1.13). Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами будет равно  $\lambda/2\epsilon$ .

Допустим теперь, что точечный источник  $S$  помещен в  $S_1$ . Нетрудно видеть, что разность хода будет при этом не  $2l$ , а  $2l \cos i$ . Интенсивность в плоскости  $M$  будет теперь изменяться пропорционально  $\cos^2$ , т. е. источник  $S_1$  дает систему интерференционных

полос с большим расстоянием между полосами, чем источник  $S$ . Если оба независимых некогерентных источника будут излучать одновременно, то в плоскости  $M$  получим одновременно две системы полос с различными расстояниями между ними, что приведет к размытости интерференционной картины.

Представим, что наш реальный источник излучения обладает некоторой протяженностью, т. е. он состоит из большого числа точечных независимых источников. Такими источниками могут быть отдельные атомы-тела. Если протяженность источника невелика, то излучения отдельных атомов создают одну и ту же интерференционную картину, которая при действии большего числа источников лишь увеличивает свою интенсивность, но если протяженность источника значительна, то интерференционные картины, создаваемые атомами, расположенными в различных точках, существенно различны, а наложение их друг на друга приводит к значительному размытию полос. В таких случаях говорят, что источники частично пространственно когерентны. При некоторой протяженности источника  $L$  интерференционная картина исчезает полностью — источник становится пространственно некогерентным. Таким образом, когерентность обычных источников света зависит от его размеров. Как уже указывалось, лазерное излучение обладает замечательным с точки зрения когерентности свойством. Ввиду того, что оно образуется в результате согласованного вынужденного излучения во всем объеме активного вещества, пространственная когерентность света сохраняется во всем поперечном сечении луча. При этом следует иметь в виду, что лазер сочетает пространственную когерентность с исключительно большой интенсивностью излучения.

Помимо пространственной когерентности весьма большое значение имеет временная когерентность лазерного излучения. Согласно классической теории атомы излучают в течение очень коротких отрезков времени  $\tau$ , таким образом, за это время атом излучает вполне определенной длины «цуг» волн, который можно изобразить в виде соответствующей длины отрезка синусоиды. Представим себе интерферометр Майкельсона, в котором источник настолько мал, что его можно считать пространственно ко-

герентным. Испущенный источником волновой пучок в точке  $I$  разделяется на два, один из которых отражается от зеркала  $Z_1$ , второй — от  $Z_2$  (рис. 1.14). На выходе в одном и том же направлении по оси  $x$  будут распространяться два пучка, которые будут интерферировать друг с другом. Если зеркала расположены на одном и том же расстоянии от точки  $I$ , то оба пучка будут полностью накладываться друг на друга. Если теперь отодвинуть одно из зеркал на некоторое расстояние  $y_0$ , то пучок, отразившийся от этих зеркал, будет запаздывать по времени относительно другого пучка, и пучки окажутся несколько сдвинутыми. Продолжая отодвигать зеркало, будем осуществлять все в большей и большей мере запаздывание одного пучка от другого, при этом интерференционная картина будет становиться все менее и менее четкой. Если зеркало отодвинуть настолько, что запаздывание будет таково, что один пучок уже не будет накладываться на другой, интерференционная картина исчезнет. При этом говорят, что существует временная некогерентность. В случае, если один пучок будет отставать от другого на величину  $\delta$ , намного меньшую, чем длина пучка, интерференционная картина получится очень четкая, и в таком случае имеем полную временную когерентность. Таким образом, когерентность определяется длиной волнового пучка. Длина волнового пучка  $l$  называется длиной когерентности. Очевидно, что  $l = ct$ , где  $c$  — скорость света. Время  $\tau$  называется временем когерентности.

Длина пучков в излучении лазеров значительно больше длины пучков обычных источников. У обычных источников  $l \approx 3$  м, в то время как в излучении лазеров она измеряется километрами, поэтому лазерное излучение помимо высокой степени пространственной когерентности обладает весьма большой временной когерентностью.

Время когерентности света связано с шириной спектральной линии. Действительно, представим себе пучок длительностью  $\tau$  как функцию от времени  $F(t) = f_0 e^{i2\pi\nu_0 t}$ , удовлетворяющую условию

$$F(t) = f_0 e^{i2\pi\nu_0 t} \quad \text{при } |t| \leq \frac{\tau}{2}; \quad F(t) = 0 \quad \text{при } |t| > \frac{\tau}{2},$$

где  $f_0$  — некоторая постоянная (рис. 1.15).

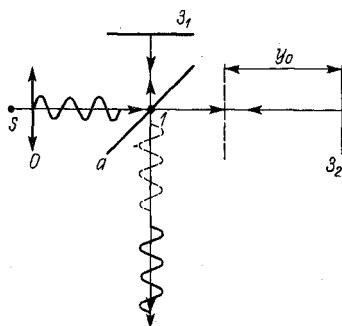


Рис. 1.14. Запаздывание двух пучков волн, отразившихся от зеркал, в интерферометре Майкельсона

Согласно теореме Фурье, комбинация одного цуга волн может быть представлена как

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) e^{j2\pi\nu t} dt,$$

где  $f(\nu)$  дает распределение по амплитуде монохроматических составляющих  $F(t)$ . Обратная зависимость имеет вид

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-j2\pi\nu t} dt.$$

Таким образом,

$$f(\nu) = f_0 \int_{-\tau/2}^{+\tau/2} e^{-j2\pi(\nu-\nu_0)t} dt = f_0 \frac{\sin[\pi(\nu-\nu_0)\tau]}{\pi(\nu-\nu_0)\tau}.$$

Распределение интенсивности по частоте определяется выражением

$$|f(\nu)|^2 = f_0^2 \left\{ \frac{\sin[\pi(\nu-\nu_0)\tau]}{\pi(\nu-\nu_0)\tau} \right\}^2.$$

Зависимость  $|f(\nu)|^2$  от  $\nu$  представлена на рис. 1.16. Интервал частоты между точками  $A$  и  $B$  равен  $\nu - \nu_0 = \pm 1/\tau$ , а ширина спектральной полосы  $\Delta\nu = 1/\tau$ , т. е. ширина спектральной линии, равна длительности цуга. Более строго рассмотрение вопроса когерентности света может быть произведено при помощи функций корреляции.

Представим себе, что в исследуемое электромагнитное поле помещен непрозрачный экран с двумя небольшими отверстиями  $P_1$  и  $P_2$ , и рассмотрим распределение интенсивности на втором экране (рис. 1.17). Возьмем на экране  $B$  произвольную точку  $Q$ , и пусть расстояния от  $Q$  до  $P_1$  и  $P_2$  будут соответственно равны  $L_1$  и  $L_2$ . Пренебрежем эффектом поляризации электромагнитных волн и будем считать, что возмущение определяется вещественной скаляр-

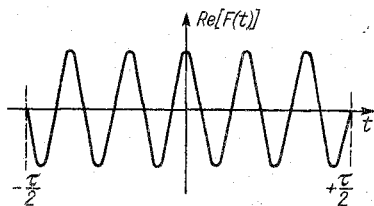


Рис. 1.15. Ограниченный по времени цуг волн длительностью  $\tau$

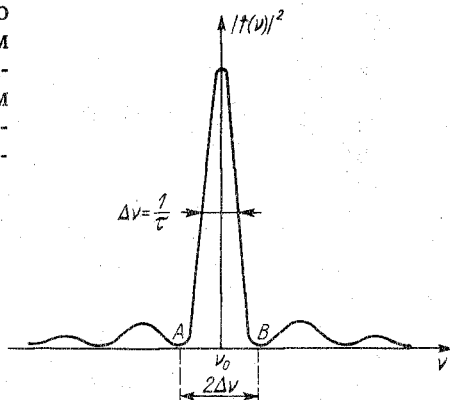


Рис. 1.16. Зависимость  $|f(\nu)|^2$  от  $\nu$

ной функцией положения и времени —  $V(P, t)$ . Тогда возмущение в точке  $Q$  в момент времени  $t$  будет равно сумме возмущений, приходящих от точек  $P_1$  и  $P_2$ . При этом следует иметь в виду, что возмущение в точке  $Q$  в момент времени  $t$  определяется возмущением, имеющим место в точках  $P_1$  и  $P_2$ , взятым в более ранние моменты времени  $(t - t_1)$  и  $(t - t_2)$ , где  $t_1 = L_1/c$  и  $t_2 = L_2/c$  ( $c$  — скорость света), т. е.  $t_1$  и  $t_2$  суть времена распространения возмущения соответственно от  $P_1$  и  $P_2$  до  $Q$ . Таким образом,

$$V(Q, t) = K_1 V(P_1, t - t_1) + K_2 V(P_2, t - t_2), \quad (1.28)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты, зависящие от  $L_1$  и  $L_2$  и размеров отверстий. Представив волну в комплексном виде, можем, как известно, интенсивность в точке  $Q$  определить как усредненное по времени произведение  $V(Q, t)$  на комплексную сопряженную величину  $V^*(Q, t)$ . Введя обозначение для усреднения по времени  $\langle \rangle$ , получим

$$I(Q) = \langle V(Q, t) V^*(Q, t) \rangle. \quad (1.29)$$

Из (1.28) и (1.29) следует, что

$$\begin{aligned} I(Q) = & K_1 K_1^* \langle V_1(t - t_1) V_1^*(t - t_1) \rangle + K_2 K_2^* \langle V_2(t - t_2) V_2^*(t - t_2) \rangle + \\ & + K_1 K_2^* \langle V_1(t - t_1) V_2^*(t - t_2) \rangle + \\ & + K_2 K_1^* \langle V_2(t - t_2) V_1^*(t - t_1) \rangle, \end{aligned} \quad (1.30)$$

где введены обозначения  $V_1(t - t_1)$  вместо  $V(P_1, t - t_1)$ ,  $V(t - t_2)$  вместо  $V(P_2, t - t_2)$ .

Ввиду того, что результат усреднения не зависит от начала отсчета времени, будем иметь следующие равенства:

$$\begin{aligned} \langle V_1(t - t_1) V_1^*(t - t_1) \rangle &= \langle V_1(t) V_1^*(t) \rangle = I_1, \\ \langle V_2(t - t_2) V_2^*(t - t_2) \rangle &= \langle V_2(t) V_2^*(t) \rangle = I_2, \end{aligned}$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности в точках  $P_1$  и  $P_2$ .

Введем обозначения  $t_2 - t_1 = \tau$  и произведем смещение начала отсчета времени:

$$\begin{aligned} & \langle V_1(t - t_1) V_2^*(t - t_2) + V_2(t - t_2) V_1^*(t - t_1) \rangle = \\ &= \langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) + V_2(t) V_1^*(t + \tau) \rangle = 2 \operatorname{Re} \{ \langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) \rangle \}. \end{aligned}$$

Принимая во внимание к тому же, что  $K_1 K_1^* = |K_1|^2$ ,  $K_2 K_2^* = |K_2|^2$  и  $K_1 K_2^* = |K_1 K_2|$  (1.30) может быть приведено к следующему виду:

$$I(Q) = |K_1|^2 I_1 + |K_2|^2 I_2 + 2 |K_1 K_2| \operatorname{Re} \{ \langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) \rangle \}.$$

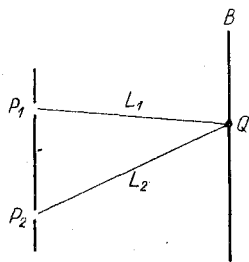


Рис. 1.17. Распределение интенсивности света на плоском экране при его освещении от двух источников света

Если закрыто отверстие  $P_2$ , то интенсивность в точке  $Q$  будет определяться только возмущением, приходящим от  $P_1$  (при этом  $K_2 = 0$ ), и равняться  $I_1(Q) = |K_1|^2 I_1$ . При закрытом отверстии  $P_1$  интенсивность в точке  $Q$  будет соответственно равна  $I_2(Q) = |K_2|^2 I_2$ .

Таким образом,

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2|K_1 K_2| \operatorname{Re} \{ \langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) \rangle \}. \quad (1.31)$$

Эффект когерентности определяется третьим слагаемым в (1.31). Пусть

$$\frac{\langle V_1(t + \tau) V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{I_1 I_2}} = \gamma_{1,2}(\tau). \quad (1.32)$$

Тогда окончательно (1.31) можно представить в следующем виде:

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q) I_2(Q)} \operatorname{Re} \{ \gamma_{1,2}(\tau) \}. \quad (1.33)$$

Функция  $\gamma_{1,2}(\tau)$  называется функцией взаимной когерентности, ее значение может изменяться от 0 до 1. При  $\gamma_{1,2}(\tau) = 0$  когерентность отсутствует, при  $\gamma_{1,2}(\tau) = 1$  имеет место полная когерентность. Промежуточные значения  $\gamma_{1,2}(\tau)$  определяют степень когерентности избранной пары точек  $P_1$  и  $P_2$  электромагнитного поля. Корреляционные функции могут быть найдены из эксперимента. Для этого помещают в световое поле экран с двумя небольшими отверстиями и изменяют интенсивность  $I(Q)$  в некоторой точке  $Q$  позади экрана. Затем, закрывая поочередно отверстия  $P_1$  и  $P_2$  измеряют интенсивность  $I_1(Q)$  и  $I_2(Q)$ . Отсюда согласно (1.33)

$$\operatorname{Re} \{ \gamma_{1,2}(\tau) \} = \frac{I(Q) - I_1(Q) - I_2(Q)}{2\sqrt{I_1(Q) I_2(Q)}}.$$

Когерентность является одной из наиболее важных характеристик электромагнитного поля. Она определяет ряд других характеристик излучения. Высокая пространственная когерентность лазерного излучения приводит к узкой диаграмме направленности распространения его энергии. Направленность излучения определяется телесным углом, охватывающим основную часть излучаемой энергии, поэтому направленность иногда называют угловой расходимостью лазерного излучения. Если считать лазер идеальным излучателем с совершенно однородным распределением амплитуды и фазы в поперечном сечении потока излучения, то на расстояниях, очень больших по сравнению с  $L = D^2/2\lambda$ , его поле излучения может быть представлено в приближении Фраунгофера, т. е. в приближении «дальней зоны». На расстояниях значительно меньших оно может быть описано в приближении Френеля, т. е. в приближении «ближней» зоны. Здесь  $D$  является диаметром потока излучения. Его расходимость в этом случае будет ограничена дифракцией и составит угол

$$\theta_{0,5} = 1,22\lambda/D.$$

При этом основная часть энергии излучения сосредоточена в основном лепестке диаграммы направленности. Максимальная интенсивность в боковых лепестках обычно не превышает 2%. В действительности амплитуда и фаза на излучающей поверхности лазера обладают некоторой неоднородностью, фронт волны не идеально плоский, а несколько искривлен, что приводит к значительному увеличению угловой расходимости по сравнению с идеальным случаем. Существенное значение на угловую расходимость оказывает многомодовый характер генерации, о чем подробнее будет изложено в последующих главах.

В случае, если излучающая поверхность лазера не является кругом и имеет различные геометрические размеры в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то угловая расходимость оказывается различной в различных плоскостях. В этом случае она обычно характеризуется двумя значениями углов, относящихся к двум взаимно перпендикулярным плоскостям.

Высокая пространственная когерентность лазерного излучения обуславливает его малую расходимость, а временная когерентность — его монохроматичность, что позволяет осуществить исключительно высокую концентрацию световой энергии и ее спектральную плотность.

Обычно, если лазер работает в непрерывном режиме, то основной его энергетической характеристикой является мощность излучения  $P$ , имеющая для различных лазеров различное значение, от микроватт до сотен киловатт. Работа лазера в импульсном режиме характеризуется энергией излучения в импульсе  $W$  и длительностью импульса  $\tau$ , таким образом, определяется средняя мощность излучения во время импульса

$$P = W/\tau. \quad (1.34)$$

Следует иметь в виду, что существует несколько различных импульсных режимов, отличающихся различной длительностью импульса излучения.

Из (1.34) следует, что при одной и той же энергии излучения средняя мощность в значительных пределах изменяется в зависимости от длительности генерируемого импульса. Так, при энергии излучения в 1 Дж и миллисекундной длительности мощность в импульсе составит 1 кВт, при микросекундной длительности — 1 МВт, при наносекундном импульсе — 1 ГВт, а при пикосекундном импульсе —  $10^{12}$  Вт, т. е. будет равна 1 ТВт. При увеличении энергии импульса импульсная мощность может достигнуть еще большего значения в соответствии с величиной  $W$ .

Различные типы лазеров генерируют излучение с различными параметрами: энергией, длительностью импульса, мощностью излучения, степенью когерентности, угловой расходимостью, шириной спектральной линии и т. д. Ниже, рассматривая основные классы лазеров, приведем значения возможных параметров, определяющих области их применения.

## 2.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Как мы видели в п. 1.2, одним из главных элементов любого лазера является резонатор. Основные характеристики лазера во многом зависят от типа используемого в нем резонатора, от образующих его оптических элементов: зеркал, призм, призмённых блоков и т. д. В настоящей главе проанализируем электродинамические свойства так называемых пассивных резонаторов, т. е. резонаторов, внутри которых отсутствуют активные рабочие вещества. Для рассмотрения данного вопроса нам потребуются некоторые сведения из электродинамики.

Основная группа уравнений электродинамики, описывающая нестационарный процесс в среде, обладающей диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , магнитной проницаемостью  $\mu$  и электропроводностью  $\gamma$  при отсутствии конвенционных токов, имеет следующий вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \delta + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho; \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}; \quad \mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}; \quad \delta = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{ст}}),$$

где  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  — напряженности магнитного и электрического полей;  $\delta$  — плотность тока;  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{D}$  — магнитная и электростатическая индукция;  $\rho$  — плотность электрических зарядов;  $\mathbf{E}_{\text{ст}}$  — напряженность электрического поля неэлектростатического происхождения;  $c$  — скорость света.

Для диэлектрической среды  $\gamma = 0$ ,  $\delta = 0$ . Когда  $\epsilon$  и  $\mu$  не зависят от времени и плотности свободных зарядов ( $\rho = 0$ ), эта система уравнений сводится к следующей:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \quad (2.3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad (2.4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0; \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}; \quad \mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}.$$

Взяв операцию  $\operatorname{rot}$  от левой и правой частей (2.3), принимая во внимание что  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{H} - \Delta \mathbf{H}$  и используя (2.4), находим

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.5)$$



Аналогично, беря операцию  $\text{rot}$  от (2.9) и используя (2.8), получаем

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.6)$$

Следовательно,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  удовлетворяют волновому уравнению, и (2.5) и (2.6) описывают электромагнитную волну в диэлектрической среде. Скорость распространения волны

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

Для вакуума  $\varepsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ ,  $v = c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с.

Расчет электромагнитных полей произведем через векторный  $\mathbf{A}$  и скалярный  $U$  потенциалы. Для непроводящей среды

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}; \quad \text{div } \mathbf{A} = -\frac{\varepsilon \mu}{c} \frac{\partial U}{\partial t},$$

а напряженность электрического поля связана с потенциалом следующим соотношением:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } U - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (2.7)$$

Потенциалы  $\mathbf{A}$  и  $V$  так же, как  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , удовлетворяют волновому уравнению.

Для проводящей среды, беря операцию  $\text{rot}$  от (2.1) и используя (2.2), получим

$$\Delta \mathbf{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \gamma \mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (2.8)$$

Аналогично имеем

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi \gamma \mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.9)$$

В отличие от диэлектрических сред  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в проводящей среде удовлетворяют не волновому, а телеграфному уравнению. Потенциалы в этом случае калибруются таким образом, что для них имеют место следующие соотношения:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}; \quad \text{div } \mathbf{A} = -\frac{\varepsilon \mu}{c} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{4\pi \gamma \mu}{c} V.$$

Соотношение между напряженностью электрического поля и потенциалами (2.7) сохраняется.

Рассмотрим теперь плоские волны, распространяющиеся в непроводящей среде.

Если  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  будут являться функциями только одной координаты, например  $z$ , то волновые уравнения (2.5) и (2.6) примут следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0; \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.11)$$

Решением этих уравнений являются функции вида  $f(t - z/v)$ , свидетельствующие о распространении электромагнитной волны вдоль оси  $z$  со скоростью  $v$ , при этом во всех точках любой плоскости, перпендикулярной к оси  $z$ , в данный момент времени  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  будут иметь одно и то же значение; такие волны называются плоскими. Если поле волны будет являться гармонической функцией времени, волна называется монохроматической.

Оперирование с гармоническими функциями весьма упрощается, если произвести соответствующую их замену экспоненциальными, т. е. комплексными величинами. При этом, произведя замену и выполнив соответствующие математические действия, от окончательного результата следует взять только вещественную часть. Этим методом будем пользоваться в дальнейшем.

В комплексной записи выражения для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  плоской монохроматической волны будут иметь следующий вид:

$$\mathbf{E} = \dot{\mathbf{E}}(z) e^{j\omega t}; \quad (2.12)$$

$$\mathbf{H} = \dot{\mathbf{H}}(z) e^{j\omega t}, \quad (2.13)$$

где комплексные векторы  $\dot{\mathbf{H}}(z)$  и  $\dot{\mathbf{E}}(z)$  зависят только от координаты  $z$ . Непосредственно физическое значение имеет только вещественная часть выражений (2.12) и (2.13), которую в дальнейшем при определении окончательного результата будем отмечать знаком  $\text{Re}$ .

Подставив значения  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в (2.10) и (2.11) и сократив на  $e^{j\omega t}$  получим:

$$\frac{\partial^2 \dot{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + k^2 \dot{\mathbf{E}} = 0; \quad \frac{\partial^2 \dot{\mathbf{H}}}{\partial z^2} + k^2 \dot{\mathbf{H}} = 0,$$

где  $k^2 = \frac{\epsilon \mu \omega^2}{c^2}$ , т. е.  $k = \omega \frac{\sqrt{\epsilon \mu}}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  — суть волновое число.

Решение этих уравнений, как известно, имеет вид:

$$\dot{\mathbf{E}} = \dot{\mathbf{E}}_0 e^{-jkz} + \dot{\mathbf{E}}'_0 e^{+jkz}, \quad \dot{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{H}}_0 e^{-jkz} + \dot{\mathbf{H}}'_0 e^{+jkz},$$

где  $\dot{\mathbf{E}}_0$ ,  $\dot{\mathbf{E}}'_0$  и  $\dot{\mathbf{H}}_0$ ,  $\dot{\mathbf{H}}'_0$  — произвольные постоянные.

Подставив значение  $\dot{\mathbf{E}}$  и  $\dot{\mathbf{H}}$  в (2.12) и (2.13), получим:

$$\mathbf{E} = \dot{\mathbf{E}}_0 e^{j(\omega t - kz)} + \dot{\mathbf{E}}'_0 e^{j(\omega t + kz)}. \quad (2.14)$$

$$\mathbf{H} = \dot{\mathbf{H}}_0 e^{j(\omega t - kz)} + \dot{\mathbf{H}}'_0 e^{j(\omega t + kz)}. \quad (2.15)$$

Первые слагаемые выражений (2.14) и (2.15) представляют волну, распространяющуюся в плоскости в положительном направлении оси  $z$ , вторые — волну, распространяющуюся в обратном направлении. В дальнейшем будем рассматривать только одну волну, распространяющуюся вдоль оси  $z$ , для которой имеем:

$$\mathbf{E} = \dot{\mathbf{E}}_0 e^{j(\omega t - kz)}; \quad (2.16)$$

$$\mathbf{H} = \dot{\mathbf{H}}_0 e^{j(\omega t - kz)}. \quad (2.17)$$

Как видно из (2.16) и (2.17), комплексные амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей для волны в диэлектрике не зависят от координаты  $z$ . Это означает, что плоская волна в диэлектрике распространяется без изменения интенсивности.

Если плоская волна будет распространяться не по оси  $z$ , а в произвольном направлении, определяемом единичным вектором  $\mathbf{n}$  (рис. 2.1), то уравнение волны в комплексной форме записи будет иметь следующий вид:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - k z')}. \quad (2.17)$$

Так как  $z' = nR = x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \varphi$ , то

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - k n R)} = \mathbf{E}_0 e^{j\{\omega t - k(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \varphi)\}}.$$

Перейдем теперь к рассмотрению распространения плоской монохроматической волны в проводящей среде. Введем представление о комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon^* = \epsilon - j4\pi\gamma/\omega$ . Уравнение (2.9) при этом может быть представлено волновым уравнением \*

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\mu \epsilon^*}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (2.18)$$

Таким образом, распространение электромагнитных волн в среде, обладающей проводимостью, может быть описано также волновым уравнением, но при этом  $\epsilon$  должно быть представлено комплексным числом, в котором мнимая его часть определяется проводимостью среды и частотой распространяющейся волны. Комплексность  $\epsilon$  свидетельствует не только о скорости распространения электромагнитной волны, но и ее затухании. Действительно, решением уравнения (2.18) в этом случае будет

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - k^* z)}, \quad (2.19)$$

где  $k^* = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu^* \epsilon^*}$  — комплексное волновое число. Показатель преломления среды  $n^* = \sqrt{\mu^* \epsilon^*}$  при этом очевидно также будет комплексной величиной. Так как  $k^* = k' - jk''$ , то подставив  $k^*$  в (2.19), получим

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-k'' z} e^{j(\omega t - k' z)}. \quad (2.20)$$

Уравнение (2.20) описывает плоскую волну с волновым числом  $k'$ , амплитуда которой  $\mathbf{E}_0 e^{-k'' z}$  убывает экспоненциально

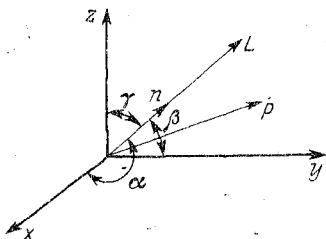


Рис. 2.1. Распространение плоской электромагнитной волны в направлении, определяемом вектором  $\mathbf{n}$

\* В дальнейшем, где это возможно, в целях сокращения изложения, будем рассматривать только уравнения с вектором  $\mathbf{E}$ , подразумевая при этом и вектор  $\mathbf{H}$ .

по мере распространения волны. Подставив в равенство  $k^* = k' - jk'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu^* \epsilon^*}$  значение  $\epsilon^* = \epsilon - j \frac{4\pi\gamma}{\omega}$  и разделив, вещественную и мнимую части, получим систему уравнений для определения  $k'$  и  $k''$ :

$$k'^2 - k''^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu; \quad k' k'' = \frac{2\pi\mu\gamma\omega}{c^2}.$$

Полагая  $k' = (\omega/c) n$  и  $k'' = (\omega/c) \alpha$ , где  $\alpha$  — действительный коэффициент поглощения;  $n$  — показатель преломления, получим:

$$n^2 - \alpha^2 = \epsilon \mu; \quad n\alpha = \mu\gamma T, \quad (2.21)$$

где  $T$  — период колебания. Решив систему уравнений (2.21), находим:

$$n = \sqrt{\frac{\mu}{2} \{ \sqrt{\epsilon^2 + 4\gamma^2 T^2} + \epsilon \}}; \quad (2.22)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu}{2} \{ \sqrt{\epsilon^2 + 4\gamma^2 T^2} - \epsilon \}}. \quad (2.23)$$

Заметим, что комплексный показатель преломления равен

$$n^* = \sqrt{\mu^* \epsilon^*} = \frac{c}{\omega} k^* = \frac{c}{\omega} (k' - jk'') = n - j\alpha.$$

Далее нетрудно показать, что при распространении электромагнитной волны в диэлектрической среде соотношение между напряженностями электрического и магнитного полей определяется равенством

$$\epsilon \sqrt{E} = \mu \sqrt{H}.$$

При распространении же в проводящей среде это соотношение имеет вид

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu^2}{n^2 + \alpha^2}}.$$

При распространении электромагнитной волны в диэлектрической среде величины  $E$  и  $H$  изменяются синфазно, а в среде, обладающей проводимостью, имеется сдвиг фаз между векторами  $E$  и  $H$ . Разность фаз  $\phi$  зависит от отношения  $\alpha/n$  и определяется следующим уравнением:

$$\phi = \text{arctg} (\alpha/n).$$

Из уравнений (2.22) и (2.23) следует, что в частном случае при большом значении  $\gamma$  и не слишком малом периоде, когда  $\epsilon^2$  оказывается значительно меньше  $4\gamma^2 T^2$ ,

$$\alpha = n = \sqrt{\mu\gamma T}.$$

При этом  $\text{tg } \phi = 1$  и  $\phi = 45^\circ$ .

## 2.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

**Отражение и преломление электромагнитных волн.** Рассмотрим поведение плоской монохроматической электромагнитной волны на границе двух диэлектрических сред.

Пусть электромагнитная волна, распространяясь в среде в направлении единичного вектора  $\mathbf{n}$  падает на плоскую границу раздела двух сред  $I$  и  $II$  под некоторым углом  $\theta$ , где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{n}$  и направлением нормали к границе раздела  $\mathbf{n}_0$  (рис. 2.2). Диэлектрические постоянные двух сред обозначим  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ . Допустим, что  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ . Заметим, что для световых волн это допущение не ограничивает общности наших рассуждений. Проникнув во вторую среду, световая волна в ней будет распространяться уже с другой скоростью и в направлении, не совпадающем с  $\mathbf{n}$ . Известное в электродинамике граничное условие, заключающееся в необходимости равенства тангенциальных составляющих напряженности электрического поля в двух средах на границе раздела, требует существования помимо падающей и преломленной волн еще третьей, отраженной, волны, распространяющейся в той же среде  $I$ , как и падающая. Пусть направление распространения волны во второй среде (преломленной волны) определяется единичным вектором  $\mathbf{n}_g$ , а направление отраженной волны  $\mathbf{n}_r$ . Представим уравнения всех трех волн в комплексной форме:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega_0 t - k\mathbf{n}\mathbf{R})} \text{ — падающая волна;} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_0^r e^{j(\omega_r t - k_r \mathbf{n}_r \mathbf{R})} \text{ — отраженная волна;} \quad (2.25)$$

$$\mathbf{E}_g = \mathbf{E}_0^g e^{j(\omega_g t - k_g \mathbf{n}_g \mathbf{R})} \text{ — преломленная волна.} \quad (2.26)$$

Граничное условие  $E_{t1} = E_{t2}$  позволяет иметь следующее равенство:  $\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_r^t = \mathbf{E}_t^g$ , подставив в которое значения  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{E}_r$ ,  $\mathbf{E}_g$  из (2.24)–(2.26), получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - k\mathbf{n}\mathbf{R})} + \mathbf{E}_0^r e^{j(\omega_r t - k_r \mathbf{n}_r \mathbf{R})} = \\ = \mathbf{E}_0^g e^{j(\omega_g t - k_g \mathbf{n}_g \mathbf{R})}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Введя обозначения  $\mathbf{E}_0 e^{-jk\mathbf{n}\mathbf{R}} = a$ ,  $\mathbf{E}_0^r e^{-jk_r \mathbf{n}_r \mathbf{R}} = b$  и  $\mathbf{E}_0^g e^{-jk_g \mathbf{n}_g \mathbf{R}} = c$ , уравнение (2.27) можно представить в следующем виде:

$$a e^{j\omega t} + b e^{j\omega_r t} = c e^{j\omega_g t}. \quad (2.28)$$

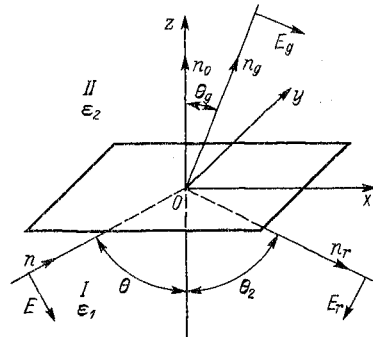


Рис. 2.2. Отражение электромагнитных волн на границе раздела двух диэлектрических сред

Беря производную по времени, принимая во внимание, что  $a$ ,  $b$  и  $c$  от времени не зависят, будем иметь

$$a\omega e^{j\omega t} + b\omega_r e^{j\omega_r t} = c\omega_g e^{j\omega_g t}. \quad (2.29)$$

Исключая  $c$  из (2.28) и (2.29), найдем

$$ae^{j\omega t} (\omega_g - \omega) = be^{j\omega_r t} (\omega_r - \omega_g). \quad (2.30)$$

Действительные и мнимые части (2.30) дают два уравнения, поделив одно на другое, приходим к заключению, что  $\operatorname{tg} \omega t = \operatorname{tg} \omega_r t$ , т. е.  $\omega = \omega_r$ .

Исключив из (2.28) и (2.30)  $b$ , найдем  $\omega_r = \omega_g$ . Очевидно, что  $\omega = \omega_r = \omega_g$ , т. е. частота электромагнитной волны не изменяется при ее отражении и преломлении.

Заметим, что показатель преломления электромагнитных волн определяется диэлектрическими проницаемостями среды. В диапазоне длин волн, когда  $\epsilon$  не зависит от частоты, показатель преломления  $n$  оказывается также не зависящим от частоты и может быть вычислен по статическому значению диэлектрической проницаемости диэлектрика, т. е. определена в постоянном или весьма медленно изменяющемся поле. При весьма высоких частотах электромагнитных волн, соответствующих видимому участку спектра, величина  $\epsilon$  является сложной функцией частоты (длины волны), что определяет дисперсию света. Расчет  $n$  по статическим значениям  $\epsilon$  в этом случае невозможен. Вопрос о зависимости  $\epsilon$  и  $n$  от частоты будет рассмотрен несколько позже.

Теперь перейдем к вопросу о соотношении интенсивностей падающей, отраженной и преломленной волн. Представим себе, что на границу раздела падает плоская плоскополяризованная световая волна. Рассмотрим волну, поляризованную в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. При этом вектор  $\mathbf{E}$  располагается в плоскости падения (в плоскости, проходящей через  $n_0$  и  $n$ ), вектор  $\mathbf{H}$  оказывается параллельным границе раздела (см. рис. 2.2). Тогда очевидно, что  $H_x = H_x^r = H_x^g = 0$ ;  $H_z = H_z^r = H_z^g = 0$  и вектор будет иметь только одну составляющую, отличную от нуля и направленную по оси  $y$ .

Из известного соотношения между векторами  $\sqrt{\epsilon}\mathbf{E} = \sqrt{\mu}\mathbf{H}$  получим

$$H_y = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} E; \quad H_y^r = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} E^r; \quad H_y^g = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}} E_g. \quad (2.31)$$

Если угол падения волны  $\theta$ , то  $\theta_r = \theta$ . Компоненты вектора  $\mathbf{E}$  будут равны:  $E_y = 0$ ;  $E_y^r = 0$ ;  $E_y^g = 0$ ;

$$E_x = E \cos \theta; \quad E_x^r = -E \cos \theta; \quad E_x^g = E_g \cos \theta_g;$$

$$E_z = -E \sin \theta; \quad E_z^r = -E^r \sin \theta; \quad E_z^g = -E^g \sin \theta_g. \quad (2.32)$$

Из граничных условий  $D_1 = D_2$ ;  $B_1 = B_2$  при  $\mu_1 = \mu_2$  найдем:

$$\epsilon_1 (E_z + E_z') = \epsilon_2 E_z^g; \quad H_y + H_y' = H_y^g.$$

Подставляя соответствующие значения  $H$  и  $E$  из (2.31) и (2.32), получим

$$\epsilon_1 (E + E') \sin \theta = \epsilon_2 E_g \sin \theta_g;$$

$$\sqrt{\epsilon_1} (E + E') = \sqrt{\epsilon_2} E_g.$$

Принимая во внимание равенство  $\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1} = \sin \theta / \sin \theta_g$  после соответствующих тригонометрических преобразований найдем

$$E_r/E = \operatorname{tg}(\theta - \theta_g) / \operatorname{tg}(\theta + \theta_g). \quad (2.33)$$

Проведя аналогичные распределения для волны, поляризованной в плоскости падения, получим

$$E_r/E = \sin(\theta - \theta_g) / \sin(\theta + \theta_g). \quad (2.34)$$

Уравнения (2.33) и (2.34) представляют собой формулы Френеля, которые позволяют определить амплитудные коэффициенты отражения электромагнитных волн при двух различных их поляризациях.

Энергетическим коэффициентом отражения электромагнитных волн называется отношение энергии отраженной электромагнитной волны  $W_r$  к энергии падающей волны  $W$ . Поскольку энергия волны  $W$  пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, из (2.33) и (2.34) следует, что коэффициент отражения волны, поляризованной в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, равен

$$\rho_s = \frac{\operatorname{tg}^2(\theta - \theta_g)}{\operatorname{tg}^2(\theta + \theta_g)}. \quad (2.35)$$

Для волны же, поляризованной в плоскости падения, имеем

$$\rho_p = \frac{\sin^2(\theta - \theta_g)}{\sin^2(\theta + \theta_g)}. \quad (2.36)$$

При малых углах падения, т. е. при приближении к нормальному падению  $\sin(\theta - \theta_g) \rightarrow \operatorname{tg}(\theta - \theta_g) \rightarrow (\theta - \theta_g)$  и при этом  $\sin \theta / \sin \theta_g = \theta / \theta_g = n$ , так что

$$\frac{E_r}{E} = \frac{\theta - \theta_g}{\theta + \theta_g} = \frac{n - 1}{n + 1}; \quad \rho_p = \rho_s = \frac{n - 1}{n + 1}.$$

При падении естественного (неполяризованного) света на границу раздела, коэффициент отражения определяется по формуле

$$\rho = \frac{1}{2} (\rho_s + \rho_p).$$

На рис. 2.3 приведена зависимость от угла падения  $\theta$  коэффициентов отражения электромагнитной волны на границе двух

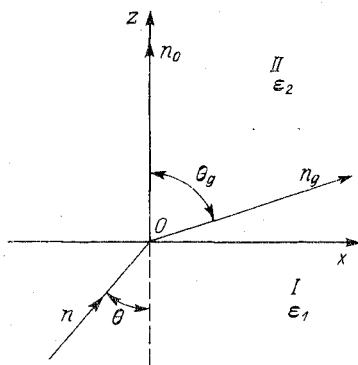
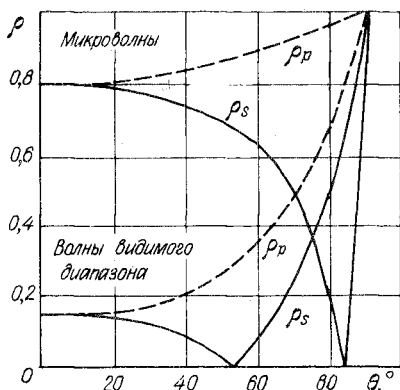


Рис. 2.3. Зависимость коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения двух взаимно перпендикулярно поляризованных электромагнитных волн

Рис. 2.4. Полное внутреннее отражение электромагнитных волн на границе двух диэлектрических сред, происходящее при увеличении угла  $\theta$  свыше критического значения

диэлектриков при двух взаимно перпендикулярных поляризациях.

Из (2.35) следует, что при  $(\theta + \theta_g) = \pi/2$  коэффициент отражения плоскополяризованной волны, в которой вектор  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости падения, равен нулю. Волна полностью проходит во вторую среду. Критический угол  $\theta$ , при котором  $\theta + \theta_g = \pi/2$ , называется углом Брюстера. При угле Брюстера  $\text{tg } \theta = n$ .

Рассмотрим падение электромагнитных волн на границу раздела двух сред, когда угол  $\theta$  превосходит критическое значение  $\theta$ , определяемое выражением  $\sin \theta_1 = n_{1,2}$ . Так как из закона преломления следует, что  $\sin \theta_g = \sin \theta / n_{1,2}$ , то при  $\theta = \theta$  имеем  $\theta_g = \pi/2$ . Направление распространения света во второй среде оказывается касательным к поверхности раздела, т. е. преломленная волна движется вдоль поверхности, разделяющей две среды. При углах еще больших, чем  $\theta$ , закон преломления не дает вещественного значения для угла преломления. В таком случае луч полностью отражается от границы раздела и не проникает во вторую среду. При этом мы говорим о полном внутреннем отражении в том смысле, что в этих условиях поток энергии полностью отражается в первую среду. Тем не менее, как будет показано ниже, электромагнитное поле существует во второй среде, однако одностороннего потока энергии во второй среде через границу раздела существовать не будет.

Очевидно, что этот случай осуществляется только тогда, когда  $n_{1,2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} < 1$ . Если же  $n_{1,2} > 1$ , то даже при угле падения  $\pi/2$ , когда  $\sin \theta = 1$ , значение  $\sin \theta_g$  все же оказывается



меньше единицы, и угол преломления  $\theta_g$  имеет вполне определенное вещественное значение. Представим уравнение падающей волны в комплексной форме:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - k n \mathbf{R})} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega \left( t - \frac{n \mathbf{R}}{v_1} \right)} = \\ &= \mathbf{E}_0 e^{j\omega \left( t - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{v_1} \right)}. \end{aligned}$$

При расположении координатных осей, как указано на рис. 2.4, последнее уравнение принимает вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega \left( t - \frac{x \sin \theta + z \cos \theta}{v_1} \right)}.$$

Подобным же образом для преломленной волны будем иметь

$$\mathbf{E}_g = \mathbf{E}_{0g} e^{j\omega \left( t - \frac{x \sin \theta_g + z \cos \theta_g}{v_2} \right)}.$$

Так как  $\cos \theta_g = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_g} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} = j\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}$ , то при  $n \sin \theta > 1$  угол преломления чисто мнимый, не содержит вещественной части, волна не распространяется во второй среде, и в этом случае имеет место полное внутреннее отражение. Таким образом, при полном внутреннем отражении

$$\mathbf{E} = e^{-\frac{\omega \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{v_2} z} \mathbf{E}_{0g} e^{j\omega \left( t - \frac{x \sin \theta_g}{v_2} \right)}. \quad (2.37)$$

Это есть уравнение волны, распространяющейся в направлении оси  $x$ , т. е. вдоль границы раздела двух сред. Скорость распространения волны при этом оказывается равной  $v_2/(\sin \theta_g)$ . При этом она меньше скорости распространения электромагнитных волн во второй среде  $v_2$ . Как видно из (2.37), амплитуда волны убывает в направлении оси  $z$  — имеет место затухание в направлении, перпендикулярном к границе раздела. Амплитуда убывает в  $e$  раз при

$$z = \frac{v_2}{\omega \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}.$$

Плоскость равной фазы  $x = \text{const}$  волны параллельна плоскости  $yoz$ , плоскость равной амплитуды  $z = \text{const}$  параллельна границе раздела сред.

Произведя соответствующие тригонометрические преобразования (2.33), получим отношение напряженности электрического поля отраженной волны к напряженности волны падающей для волны, поляризованной в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения:

$$\frac{E_r^s}{E} = \frac{\sin \theta \cos \theta - \cos \theta_g \sin \theta_g}{\sin \theta \cos \theta + \cos \theta_g \sin \theta_g}.$$

Так как в данном случае  $\sin \theta_g = n \sin \theta$ , а  $\cos \theta_g = \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}$ , то

$$\frac{E_r^s}{E} = \frac{\sin \theta \cos \theta - j n \sin \theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{\sin \theta \cos \theta + j n \sin \theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}. \quad (2.38)$$

Формула (2.38) является отношением двух сопряженных комплексных величин, поэтому очевидно, что  $|E_r^s| = |E|$  и отражение действительно является полным. Аналогично можно показать, что отражение является полным и для волны с другой поляризацией. Однако при отражении имеет место сдвиг фазы  $\Delta\phi$ . Действительно, отношение  $E_r^s/E$  равно отношению двух равных сопряженных комплексных чисел

$$\frac{a - jb}{a + jb} = \frac{re^{-j\alpha}}{re^{+j\alpha}}.$$

При этом разность фаз (сдвиг по фазе) равняется  $2\alpha = 2 \operatorname{arctg} b/a$ , откуда

$$\Delta\phi = 2 \operatorname{arctg} \frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{\cos \theta}.$$

Для волны, поляризованной в плоскости падения, аналогично получим

$$\Delta\phi' = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \cos \theta}.$$

Если на границу раздела будет падать плоскополяризованная световая волна с плоскостью поляризации, произвольно ориентированной по отношению к плоскости падения, то различные ее составляющие будут испытывать различный сдвиг фазы и отражившиеся волны будут иметь иную поляризацию. В общем случае волна окажется уже эллиптически поляризованной. В частном случае при этом может быть получена волна с круговой поляризацией (рис. 2.5).

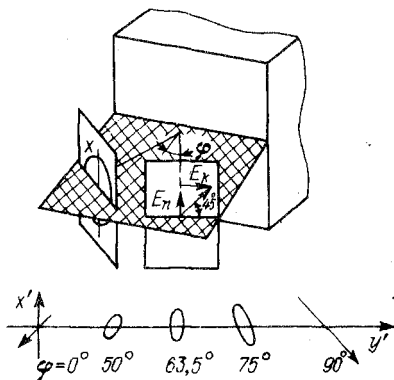


Рис. 2.5. Деформация плоскополяризованной электромагнитной волны в эллиптически поляризованную при отражении от границы раздела двух сред

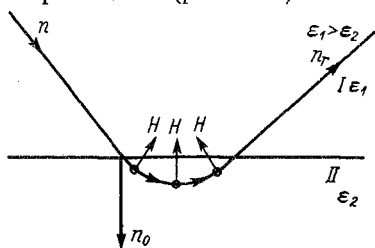


Рис. 2.6. Возвращение падающей волны в первую среду при полном внутреннем отражении

Физический процесс, протекающий на границе при явлении полного внутреннего отражения, согласно теории Эйхенвальда заключается в том, что при проникновении волны во вторую среду происходит изменение различных составляющих вектора электромагнитного поля, приводящее к его повороту, в результате чего электромагнитная волна, прошедшая во вторую среду через  $1/2$  периода, возвращается в первую. При этом, так как потери во второй среде отсутствуют, отражение получается полным (рис. 2.6).

Перейдем к рассмотрению вопроса об отражении и преломлении электромагнитной волны на плоской границе раздела непроводящей и проводящей сред. По-прежнему будем иметь в виду плоскую плоскополяризованную монохроматическую волну, которая падает на границе раздела из непроводящей среды под произвольным углом  $\theta$  по отношению к нормали  $n_0$ , проведенной к границе раздела (рис. 2.7). Поскольку в этом случае показатель преломления второй проводящей среды по отношению к первой диэлектрической среде — комплексная величина, угол преломления  $\theta_g$  будет также комплексным. Действительно,

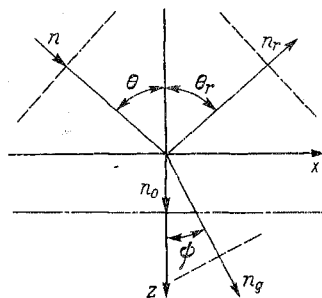


Рис. 2.7. Отражение и преломление электромагнитных волн на границе раздела проводящей и непроводящей сред

$$n_{21}^* = \sin \theta / \sin \theta_g = n_2^* / n_1,$$

отсюда

$$\sin \theta_g = \frac{n_1}{n_2 - j\alpha_2} \sin \theta = C (n_2 + j\alpha_2),$$

$$\text{где } C = n_1 \sin \theta / (n_2^2 + \alpha_2^2).$$

Пусть вещественная часть угла преломления обозначена через  $\psi$ , тогда закон преломления в вещественной форме будет иметь следующий вид:

$$\sin \theta / \sin \psi = n_2(\theta) / n_1.$$

где  $n_2(\theta)$  — вещественный показатель преломления второй среды относительно первой,  $n_2(\theta)$  является функцией угла падения  $\theta$ .

Волна во второй среде описывается уравнением

$$E_g = E_{0g} e^{j(\omega t - k_g^* n R)}, \quad (2.39)$$

где  $k_g^* n R = k_g^* x \cos \alpha + k_g^* y \cos \beta + k_g^* z \cos \gamma$ .

При расположении координатной системы в соответствии с рис. 2.7  $\cos \alpha = \sin \theta_g$ ;  $\cos \beta = 0$ ;  $\cos \gamma = \cos \theta_g$ ; таким образом  $k^* n R = k_g^* x \sin \theta_g + k_g^* z \cos \theta_g$ . Тогда

$$E_g = E_{0g} e^{j[\omega t - k_g^* (x \sin \theta_g + z \cos \theta_g)]}.$$

Подставив в (2.39) значение  $k_g^* = \frac{\omega}{c} (n - j\alpha)$  и принимая во внимание, что

$$\sin \theta_g = \sin \theta \frac{n_1}{n_2 - j\alpha_2}; \quad \cos \theta_g = \sqrt{1 - \sin^2 \left( \frac{n_1}{n_2 - j\alpha_2} \right)^2} = \\ = \rho e^{-j\varphi}, \quad (2.40)$$

окончательно получаем

$$\mathbf{E}_g = \mathbf{E}_0 e^{j \frac{\omega}{c} (n_1 \sin \varphi + \alpha_2 \cos \varphi) z \rho} \times \\ \times e^{j \left\{ \omega t - \frac{\omega}{c} [x n_1 \sin \theta + z \rho (n_2 \cos \varphi - \alpha_2 \sin \varphi)] \right\}}.$$

Из (2.40) видно, что уравнения поверхностей равных фаз и амплитуд преломленной волны соответственно будут:

$$x n_1 \sin \theta + z \rho (n_2 \cos \varphi - \alpha_2 \sin \varphi) = \text{const}; \quad z = \text{const}. \quad (2.41)$$

С другой стороны, если  $\psi$  — вещественный угол преломления, то уравнение плоскости равной фазы (рис. 2.7) имеет вид

$$x \sin \psi + z \cos \psi = \text{const}. \quad (2.42)$$

Сравнивая (2.42) с (2.41), получим  $n_1 \sin \theta = A \sin \psi$  и  $\rho (n_2 \cos \varphi - \alpha_2 \sin \varphi) = A \cos \psi$ .

Отсюда находим вещественный показатель преломления:

$$\frac{\sin \theta}{\sin \psi} = \frac{A}{n_1} = \frac{n_2(\theta)}{n_1}, \quad A = n_2(\theta).$$

Определив  $\rho$  и  $\varphi$  из (2.40), окончательно получаем:

$$n_2(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ n_2^2 - \alpha_2^2 + n_1^2 \sin^2 \theta + \right.} \\ \left. + \sqrt{4 n_2^2 \alpha_2^2 + (n_2^2 - \alpha_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^2} \right]}; \quad (2.43)$$

$$\alpha_2(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ -n_2^2 + \alpha_2^2 + n_1^2 \sin^2 \theta + \sqrt{4 n_2^2 \alpha_2^2 + (n_2^2 - \alpha_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^2} \right]}. \quad (2.44)$$

Эти так называемые уравнения Кеттелера, позволяют рассчитать показатель преломления и коэффициент затухания электромагнитной волны в проводящей среде при различных углах ее падения на границу из диэлектрической среды. При угле падения  $\theta = 0$ , т. е. в случае нормального падения волны на границу двух сред, из уравнения (2.43) и (2.44) следует, что  $n_2(\theta) = n_2(0) = n_2$  и  $\alpha_2(\theta) = \alpha_2(0) = \alpha_2$ . Эти величины определяются уравнениями (2.22) и (2.23) и являются так называемыми главными коэффициентами преломления и поглощения проводящей среды.

Из изложенного следует, что скорость распространения волны во второй среде, т. е. ее фазовая скорость, зависит от угла падения  $\theta$ . Действительно,  $n_2(\theta) = v_1/v_2$ , откуда

$$v_2 = \frac{v_1}{n_2(\theta)} = f(\theta).$$

Скорость передвижения плоскости равных амплитуд определяется по формуле

$$v(\theta) = \frac{v_1}{n_2(\theta)} \cos \psi$$

и также является функцией угла.

Коэффициенты отражения электромагнитной волны могут быть в этом случае вычислены по формулам Френеля (2.35) и (2.36) при условии подстановки в них комплексных значений  $\sin \theta$  и  $\operatorname{tg} \theta$ . В результате несложных преобразований можно получить формулы, определяющие коэффициенты отражения при падении волны света ( $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ), поляризованной в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения ( $\rho_s$ ), и в плоскости падения ( $\rho_p$ ) в следующем виде:

$$\rho_p = \frac{(q_2 - n_1 \cos \theta)^2 + \alpha_2^2}{(q_2 + n_1 \cos \theta)^2 + \alpha_2^2}; \quad (2.45)$$

$$\rho_s = \frac{(q_2 - n_1 \cos \theta)^2 + \alpha_2^2}{(q_2 + n_1 \cos \theta)^2 + \alpha_2^2} \frac{(q_2 - n_1 \sin \theta \operatorname{tg} \theta)^2 + \alpha_2^2}{(q_2 + n_1 \sin \theta \operatorname{tg} \theta)^2 + \alpha_2^2}, \quad (2.46)$$

где  $q_2 = n_1 \sqrt{n_2^2(\theta) - \sin^2 \theta}$ .

При отражении от проводящей среды так же, как и при отражении от непроводящей, будет происходить изменение фазы на  $\varphi_s$  или  $\varphi_p$  в зависимости от плоскости поляризации падающей волны. Причем, если обозначить  $\varphi_s - \varphi_p = \Delta\varphi$ , то

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi) = \frac{2n_1\alpha_2(\theta) \sin \theta \operatorname{tg} \theta}{n_1^2 \sin^2 \theta \operatorname{tg}^2 \theta - [\alpha_2^2(\theta) + n_2^2(\theta)]}.$$

Так как  $\rho_s \neq \rho_p$  и  $\Delta\varphi \neq 0$ , то при отражении происходит изменение характера поляризации волны. Плоскополяризованная волна после отражения будет поляризована уже по эллипсу, параметры которого будут зависеть от угла падения и свойств проводящей среды. При нормальном падении электромагнитной волны на границу двух сред, т. е. при  $\theta = 0$ , формулы (2.45) и (2.46) принимают следующий вид:

$$\rho_s = \rho_p = \frac{(n_2 - 1)^2 + \alpha_2^2}{(n_2 + 1)^2 + \alpha_2^2}.$$

Для хороших проводников при выполнении условия  $\mu\gamma T \gg \varepsilon$  главные коэффициенты

$$\alpha = n \approx \sqrt{\mu\gamma T}. \quad (2.47)$$

В этом случае  $n_2(\theta)$  и  $k_2(\theta)$  слабо зависят от угла падения и равны их главным значениям  $n$  и  $k$ ; их численные значения при этом близки к единице:

$$\frac{\sin \theta}{\sin \psi} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \sin \psi = \sin \theta \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_1}{\mu \gamma T}}.$$

Угол  $\psi$  всегда мал, и даже при больших углах падения прошедшая во вторую среду волна распространяется в направлении нормали.

Следует иметь в виду, что значение  $\rho_s$  ни при каких углах не обращается в нуль. В отличие от того, как это имеет место при отражении от диэлектрика, полной поляризации проникающей во вторую среду электромагнитной волны не наблюдается. Если  $\mu \gamma T$  велико по сравнению с единицей, то коэффициент отражения при  $\theta = 0$ .

$$\rho = 1 - 2/(\gamma T). \quad (2.48)$$

**Дисперсия электромагнитных волн.** Обратимся теперь к вопросу о дисперсии электромагнитных волн. До сих пор мы рассматривали различного рода явления и вывели ряд формул, позволяющих определить коэффициент отражения электромагнитных волн на границе раздела двух сред, а также коэффициент поглощения волн в средах, исходя из классических уравнений электродинамики. При этом установили, что отражение электромагнитных волн заданной частоты, а также их поглощение могут быть рассчитаны, если известны показатель преломления среды  $n$  и коэффициент затухания  $\alpha$ , которые, в свою очередь, определяются через электрические параметры среды: диэлектрическую и магнитную проницаемость и коэффициент электропроводности. Формулы для коэффициентов отражения, а также поглощения электромагнитных волн в среде были выведены, исходя из классических уравнений электродинамики, т. е. из уравнений Максвелла. При этом в исходных уравнениях  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$  фигурировали как параметры, характеризующие среду и не зависящие от частоты электромагнитной волны. Таким образом, как указывалось в этом случае, величины  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$  могут быть взяты равными их статическим значениям: как электрические константы. Однако оказывается, что независимость или весьма слабая зависимость  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$  от частоты имеет место лишь при частотах до  $6 \cdot 10^{13}$  Гц, т. е. для длин волн порядка 5 мкм, соответствующих далекой инфракрасной области спектра. Действительно, например, из формулы (2.48) следует, что

$$(1 - \rho) \sqrt{\gamma} = 2 \sqrt{c/\lambda}.$$

Значит, при заданной длине волны произведение  $(1 - K) \sqrt{\gamma}$  должно оставаться постоянной величиной для различных металлов. Эксперимент подтверждает этот вывод, если  $\lambda$  короче 5 мкм, и не согласуется с теорией при более коротких длинах волн,

соответствующих видимой и ультрафиолетовой частям спектра. Из изложенного следует, что расчет коэффициентов отражения и поглощения, исходя из статически определенных коэффициентов  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$ , может производиться только при частотах, соответствующих далекой инфракрасной области спектра. Противоречие это, однако, легко разрешается с точки зрения электронной теории микроскопического поля. Действительно, при рассмотрении вопроса поляризации диэлектрика в электростатическом поле в классической электродинамике молекулы диэлектрика уподобляются электрическим диполям, причем принимается существование двух классов диэлектриков, состоящих соответственно из двух типов молекул: квазиупругих и твердых. Под воздействием внешнего электрического поля заряды, входящие в состав диэлектрика, смещаются в некоторые новые равновесные положения — происходит поляризация диэлектрика. Степень поляризации определяется возникшим под действием поля электрическим моментом единицы объема диэлектрика, т. е. вектором  $\mathbf{P}$ . В отсутствие внешних полей поляризация  $\mathbf{P}$  диэлектрика равна нулю. При наличии же поля поляризация пропорциональна напряженности поля:

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}, \quad (2.49)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, зависящий от свойств диэлектрика, и носит название поляризуемости диэлектрика. Диэлектрическая постоянная связана с коэффициентом поляризации следующим соотношением:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha. \quad (2.50)$$

Квазиупругие молекулы в диэлектриках первого типа, ввиду симметрично расположенных в них зарядов, в отсутствие электрического поля имеют электрический дипольный момент, равный нулю. При наличии поля симметрия в расположении их зарядов нарушается, заряды смещаются, и каждая молекула приобретает некоторый электрический момент  $p = \beta E$ , где  $\beta$  — коэффициент поляризуемости молекулы. Возникающий при этом электрический момент единицы объема диэлектрика определяет вектор поляризации  $\mathbf{P}$ .

Твердые молекулы даже в отсутствие поля обладают некоторым электрическим моментом, но электрические моменты отдельных молекул при этом ориентированы совершенно беспорядочно, так что электрический момент объема диэлектрика равен нулю. При наличии поля молекулы приобретают определенную ориентацию, степень которой пропорциональна напряженности внешнего поля. Возникающий при этом электрический момент единицы объема диэлектрика, как и в предыдущем случае, определяет степень поляризации диэлектрика. Изменение электрического момента жесткого диполя при этом столь мало, что обычно им пренебрегают. Такова физическая сущность явления поляризации диэлектрика, и, следовательно, такова природа диэлектрической

проницаемости. Заметим при этом, что отклонение от пропорциональности между  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{E}$  в полях, с которыми обычно имеют дело, столь незначительно, что им можно пренебречь. В гл. 12 снова возвратимся к этому вопросу и рассмотрим такие физические явления и такие условия, имеющие место в квантовой электронике, когда данное положение необходимо будет уточнить и которые приведут нас к совершенно новым представлениям, составляющим предмет так называемой, нелинейной оптики, открывающей совершенно новые возможности в лазерной технике. Теперь же возвратимся к вопросу об отражении электромагнитных волн светового диапазона.

Рассмотрим диэлектрик, состоящий из квазиупругих молекул. Квазиупругие диполи молекул обладают собственными периодами колебаний. При воздействии на диэлектрик электромагнитной волны происходит колебание зарядов диполя, амплитуда колебаний зарядов будет при этом зависеть не только от амплитуды переменного электрического поля волны, но и от ее частоты. При частотах, приближающихся к собственной частоте колебаний диполей, амплитуда будет соответственно возрастать, достигая максимального значения при их совпадении, т. е. при резонансе. Таким образом, амплитуда переменного вектора поляризации  $\mathbf{P}$ , а следовательно, значения величин  $\alpha$  и  $\epsilon$  из формул (2.49), (2.50), будут зависеть от длины волны, что и определяет нам явление дисперсий света.

Для диэлектриков, состоящих из молекул с твердым диполем, ввиду того что молекулы обладают определенным моментом инерции в быстропеременных электрических полях волны, ориентация молекул не успевает следовать за быстрым изменением направления поля. Поэтому диэлектрик поляризуется значительно слабее, чем в постоянном электрическом поле. Степень поляризации и в этом случае оказывается зависящей от частоты, т. е. длины электромагнитной волны. Таким образом, только для сравнительно длинных волн, т. е. волн со значительно большим периодом колебаний, чем собственный период колебаний диполей, значение  $\epsilon$  совпадает с ее значением, рассчитанным для постоянного или медленно изменяющегося поля. Именно этим и определяется предел применимости формулы, приведенной выше и, как указывалось, это имеет место до частот приблизительно  $10^{13}$  Гц.

Аналогичное объяснение получает и вопрос о магнитной восприимчивости и проницаемости, поэтому значение  $\mu$  при световых волнах, т. е. при частотах, соответствующих видимой части спектра, с вполне достаточной точностью может быть принято равным единице.

Рассмотрим теперь подробнее вопрос о дисперсии с точки зрения классической электронной теории. Заметим, что более строго дисперсия должна быть рассмотрена с точки зрения квантовой теории. Однако, несмотря на коренную переработку и изменение основных представлений о законах, имеющих место



в мире атомов и молекул, самые существенные черты теории дисперсии сохранились и в квантовой ее трактовке, что дает нам основание ограничиться представлениями и результатами классической электронной теории. Ниже дадим некоторые представления о квантовой теории дисперсии. Для получения зависимости показателя преломления от длины волны света необходимо установить, как зависит диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  от  $\lambda$ , а затем воспользоваться известным соотношением между этими двумя физическими величинами:  $n = \sqrt{\epsilon}$ .

Под влиянием электрического поля заряды в молекуле смещаются на расстояние  $r$ , таким образом молекула приобретает электрический момент  $p = er$ , направленный вдоль поля. Если в единице объема среды будет находиться  $N$  атомов, которые испытывают поляризацию, то электрический момент единицы объема, т. е. поляризация, будет равняться  $p = Ner$ . Задача, таким образом, сводится к определению смещения электрона под действием периодически изменяющегося поля при учете сил, действующих на электрон в атоме.

На электрон в атоме помимо вынужденной силы со стороны электрического поля  $eE_1 = eE_0 e^{j\omega t}$  будут действовать: упругая сила, стремящаяся удержать его в положении равновесия,  $F_1 = -br$ , где  $b$  — константа упругой связи; и тормозящая сила  $F_2$ , в результате действия которой электрон, приведенный в колебания, постепенно отдает свою энергию, и амплитуда его колебаний с течением времени уменьшается. Колебания электрона не являются строго гармоническими, а являются затухающими, однако затухание это весьма слабое, так как потеря энергии за один период составляет ничтожную часть колебательной энергии. В таком случае тормозящая сила может быть положена пропорциональной скорости движения электрона  $F_2 = \gamma \dot{r}$ , где  $\gamma$  — декремент затухания. Таким образом, уравнение движения электрона будет иметь следующий вид:

$$m\ddot{r} = eE_0 e^{j\omega t} - \gamma \dot{r} + br, \quad (2.51)$$

Данное уравнение удовлетворяется подстановкой  $r = r_0 e^{j\omega t}$ , причем, так как собственная частота электрона с учетом (2.51)  $\omega_0 = \sqrt{b/m}$ , величина  $r_0$  будет равна

$$r_0 = \frac{(e/m) E}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma}. \quad (2.52)$$

Представляя  $r_0$  в виде  $r_0 = s_0 e^{-j\varphi}$ , где  $s_0$  и  $\varphi$  — вещественные величины, получим, что движение, вызванное полем, есть колебание, описываемое уравнением

$$r = s_0 e^{j(\omega t - \varphi)},$$

амплитуда которого

$$s_0 = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}},$$

а фаза определяется уравнением

$$\operatorname{tg} \varphi = \omega \gamma / (\omega_0^2 - \omega^2).$$

Так как поляризация  $P = Ner$ , то

$$P^* = Ner_0 e^{j\omega t} = \frac{Ne^2}{m} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma}.$$

Отсюда с учетом (2.49) и (2.50) имеем:

$$\alpha^* = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma}; \quad (2.53)$$

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma}. \quad (2.54)$$

Таким образом, получена возможность вычисления  $\varepsilon$ , а следовательно, и  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , которые являются функцией частоты, причем как  $\varepsilon$ , так и  $n$  в общем случае при наличии затухания являются комплексными величинами:

$$n^* = n - jk,$$

где  $n$  — действительная часть показателя преломления, определяющая фазовую скорость волны;  $k$  — коэффициент экстинкции, характеризующий убывание амплитуды плоской волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ . Численное значение коэффициента  $k$  определяется тем, что на расстоянии, равном длине волны (отнесенной к вакууму), амплитуда волны уменьшается в  $e^{-2\pi k}$  раз. Из уравнений (2.53) и (2.54) можно найти в отдельности обе весьма важные постоянные  $n$  и  $k$  путем сравнения действительной и мнимой частей. При этом

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{4\pi e^2 N}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}; \quad (2.55)$$

$$2nk = \frac{4\pi e^2 N}{m} \frac{\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (2.56)$$

Назовем область частот, в которой  $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \gamma^2 \omega^2$  — прозрачной областью. В этой области можем положить  $k = 0$  и тогда из (2.55) получим формулу дисперсии в виде

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi e^2 N}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Если имеется несколько групп упруго связанных электронов, например  $N_1$  с собственной частотой колебаний  $\omega_1$ ,  $N_2$  с  $\omega_2$  и т. д., то для дисперсии будем иметь формулу

$$n^2 = 1 + \sum_s \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_s}{\omega_s^2 - \omega^2}.$$

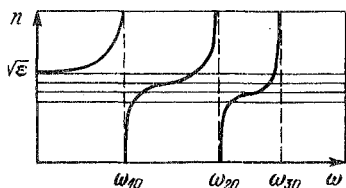


Рис. 2.8. Дисперсионная кривая для вещества с тремя линиями поглощения

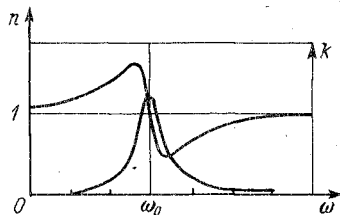


Рис. 2.9. Зависимость дисперсии и абсорбции от  $\omega$  вблизи полосы поглощения

Если, кроме того,  $(n-1) \ll 1$ , как это имеет место в не слишком сжатых газах, то

$$n = 1 + \sum_s \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_s}{\omega_s^2 - \omega^2}. \quad (2.57)$$

На рис. 2.8 приведены кривые зависимости показателя преломления от частоты (дисперсионные кривые) для веществ с тремя линиями поглощения  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_3$ . Как видно, для очень малых частот, т. е. для  $\omega \ll \omega_s$ , имеем статическое значение показателя преломления, затем коэффициент преломления с увеличением частоты растет во всей прозрачной области. При приближении  $\omega$  к  $\omega_0$  значение  $n$  растет очень быстро. Перед  $\omega = \omega_0$  функция терпит разрыв, а затем, непосредственно за линией поглощения, снова начинает расти от весьма малых значений. При рассмотрении области, близкой к одной из собственных частот атома, возвратимся к уравнению (2.54). Разрыв непрерывности при  $\omega = \omega_0$  получен в результате упрощенного предположения о полном отсутствии поглощения  $k = 0$ , т. е. отсутствия сопротивления движению. Принимая это сопротивление в расчет, исходя из (2.54), получим кривые дисперсии и абсорбции вблизи полосы поглощения (рис. 2.9).

Для металлов дисперсионные формулы принимают другой вид. Характерным свойством металлов является их электронная проводимость, возникающая вследствие наличия в них так называемых свободных электронов, образующих электронный газ. Собственная частота свободных электронов  $\omega_0$  равна нулю. Кроме того, следует учесть влияние связанных электронов, т. е. электронов, поляризуемых с собственными частотами  $\omega_s$ , поэтому формулы (2.55) и (2.56) для металлов принимают следующий вид:

$$n^2 - k^2 = 1 + 4\pi \frac{l^2}{m} N \frac{1}{\omega^2 + \gamma_0^2} + \sum_s \frac{4\pi e^2}{m} \frac{N^s (\omega_s^2 - \omega^2)}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_s^2};$$

$$2nk = 4\pi \frac{e^2}{m} \frac{\gamma_0}{\omega [\omega^2 + \gamma_0^2]} + \sum_s \frac{4\pi e^2 N_s}{m} \frac{\omega \gamma_s}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_s^2}.$$

Эти формулы в широком диапазоне частот вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Заметим, что при определении связи между смещением  $r$  и напряженностью поля, вызывающей смещение, по формуле (2.52) имели в виду поле электромагнитной волны, в котором находится излучаемая молекула. Однако такое отождествление возможно только в случае достаточно разреженных газов. В плотных же средах газов при больших давлениях, жидкостных и твердых телах необходимо под напряженностью поля понимать эффективное поле, действующее на молекулу, которое будет являться суммой полей: поля электромагнитной волны и поля окружающих молекул, поляризованных действием света. Можно показать, что последнее в случае изотропных сред равняется  $4/3\pi P$ , таким образом  $E_g = E_b + 4/3\pi P$ . Следовательно,

$$N\alpha E_g = P = N\alpha [E + (4/3)\pi P],$$

где  $N$  — число атомов в единице объема. Отсюда

$$P [1 - (4\pi/3) N\alpha] = N\alpha E.$$

В этом случае в отличие от (2.54) получим следующую формулу для  $\epsilon^*$ :

$$\epsilon^* = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \frac{N}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega - \frac{4}{3}\pi \frac{e^2}{m} N},$$

которая отличается только дополнительным членом в знаменателе  $-\frac{4}{3}\pi \frac{e^2}{m} N$ . Однако, если положить  $\omega_0^2 - \frac{4}{3}\pi \frac{e^2}{m} N = \omega_1^2$  то можно получить формулу, совершенно аналогичную (2.54). Величина  $\omega_1$  — даст смещенную линию. Таким образом, все вычисления можно производить по ранее приведенным формулам, введя для плотных сред поправки вышеуказанным способом.

Во всех дисперсионных формулах величина  $N$  представляет собою число атомов в единице объема, которые испытывают поляризацию. Выведенные выше формулы, например (2.57) дают хорошее согласие с экспериментом только в том случае, если числа  $N_s$  меньше, чем число атомов  $N$  в единице объема. С другой стороны, опыт показывает, что  $n - 1$  всегда пропорционально плотности вещества, т. е.  $N$ , так что имеется возможность характеризовать оптические свойства атомов некоторым числом, которое определяется из  $N_s = f_s N$ . Коэффициент получил название силы осцилляторов, он определяет долю или эффективность участия осцилляторов в дисперсии. Тогда формула (3.57) может быть представлена в следующем виде:

$$n - 1 = N \sum \frac{2\pi e^2}{m} \frac{f_s}{\omega_s^2 - \omega^2}.$$

Как было указано, наиболее совершенной теорией дисперсии является квантовая. В квантовой теории представления об атом-

ных осцилляторах, колеблющихся с определенной частотой, не имеют места. Как показано в гл. 1, квантовая теория оперирует с частотами, соответствующими атомным переходам, которые удовлетворяют условию  $\hbar\omega = E_n - E_m$ .

Таким образом, с точки зрения квантовой теории даже один единственный электрон может вызвать большое число линий поглощения, например спектр поглощения атома водорода и др. В этом представлении уже не имеет смысла говорить о различных сортах дисперсионных электронов, и если  $N$  есть число атомов в единице объема, то сила осцилляторов дает интенсивность одного из абсорбционных переходов. Более подробное рассмотрение данного вопроса приводит к заключению, что согласно квантовой теории сила осцилляторов соответствует вероятности перехода из состояния  $n$  в состояние  $m$ , т. е. она определяется коэффициентом Эйнштейна (см. п. 1.1), при этом абсорбционные формулы сохраняют свой вид. Существенным выводом квантовой теории дисперсии является то, что, как указывалось, переход атома из одного состояния в другое может сопровождаться как поглощением энергии, так и ее испусканием. Невозбужденные атомы участвуют лишь в переходах с низших энергетических уровней на высшие, что связано с поглощением энергии. Для таких переходов силы осцилляторов считаются положительными. Возбужденные атомы участвуют в переходах с верхнего уровня на нижний; для такого рода переходов силы осцилляторов оказываются отрицательными. Таким образом, в отличие от классической теории дисперсии, где силы осцилляторов всегда  $f > 0$ , в квантовой теории значение  $f$  может быть как больше, так и меньше нуля. Члены дисперсионной формулы оказываются как положительными, так и отрицательными (отрицательная дисперсия). Заметим, что если в обычных условиях отрицательные члены вносят незначительный вклад, в квантовых генераторах преобладают отрицательные члены. Ниже еще возвратимся к этому вопросу.

### 2.3. ПЛОСКИЕ СЛОИ

Представим себе плоский слой вещества (рис. 2.10), имеющего электрические параметры  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$  и  $\gamma_2$ , с одной стороны которого находится среда 1, с параметрами  $\epsilon_1$ ,  $\mu_1$  и  $\gamma_1$ , а с другой стороны — среда 3 с параметрами  $\epsilon_3$ ,  $\mu_3$  и  $\gamma_3$ . Таким образом, в этом случае будем иметь две границы раздела: между средой 1 и слоем, который в дальнейшем будем называть средой 2, и между средами 2 и 3. Пусть на слой в направлении нормали к границе раздела падает плоская плоскополяризованная электромагнитная волна. Определим коэффициент отражения волны

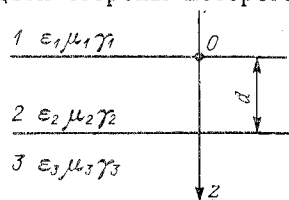


Рис. 2.10. Отражение электромагнитной волны от проводящего плоского слоя при нормальном падении

от слоя и коэффициент прозрачности слоя. В каждой из сред распространение волны описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 \psi_i}{\partial z^2} = \frac{\epsilon_i^* \mu_i}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial t^2},$$

где  $\epsilon^*$  — комплексная диэлектрическая проницаемость  $i$ -й среды ( $i = 1, 2, 3$ );  $\mu_i$  — магнитная проницаемость  $i$ -й среды;  $\psi_i$  — напряженность электрического  $E_i$  или магнитного  $H_i$  полей. Для монохроматической волны решением уравнения, как известно, является

$$E_i = E_{0i} e^{i(\omega t - k_i^* z)},$$

где  $k_i^*$  — комплексное волновое число  $i$ -й среды;

$$k_i^* = \frac{\omega}{c} (n_i - j\alpha_i) = \frac{\omega}{c} n_i^*.$$

Граничными условиями, определяющими распространение волны, будут соотношения:

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } z = 0 \quad E_{t_1} = E_{t_2}; \quad H_{t_1} = H_{t_2}, \\ \text{при } z = d \quad E_{t_2} = E_{t_3}; \quad H_{t_2} = H_{t_3}. \end{array} \right\} \quad (2.58)$$

Соотношение между  $E$  и  $H$  в каждой из волн определяется уравнением  $\sqrt{\epsilon_i^*} E_i = \sqrt{\mu_i} H_i$  или  $E_i/H_i = \sqrt{\mu_i/\epsilon_i^*}$ . Обозначим  $\sqrt{\mu_i/\epsilon_i^*}$  через  $z_i$  и назовем эту величину внутренним импедансом  $i$ -й среды. Принимая во внимание, что как в первой, так и во второй среде будут отраженные от границ электромагнитные волны, и обозначив напряженности полей волны, распространяющихся по оси  $z$  со знаком «плюс», а обратного направления со знаком «минус» представим граничные условия (2.58) в развернутом виде:

$$E_0 + E_1^r = E_2^+ + E_2^-; \quad H_0 - H_1^r = H_2^+ - H_2^-. \quad (2.59)$$

Так как  $H_0 - H_1^r = (E_0 - E_1^r)/z_1$  и  $H_2^+ - H_2^- = (E_2^+ - E_2^-)/z_2$ , то (2.59) можно преобразовать к виду:

$$(E_0 - E_1^r)/z_1 = (E_2^+ - E_2^-)/z_2.$$

Введя обозначения

$$\frac{z_1}{z_2} = z_{12} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}},$$

получим

$$E_0 - E_1^r = (E_2^+ - E_2^-) z_{12},$$

где  $z_{12}$  — относительный импеданс двух сред.

Для второй границы раздела, принимая во внимание затухание электромагнитной волны в слое, будем иметь:

$$\begin{aligned} E_2^+ e^{-jk_2^* d} + E_2^- e^{jk_2^* d} &= E_3 e^{-jk_3^* d}; \\ E_2^+ e^{-jk_2^* d} - E_2^- e^{jk_2^* d} &= E_3 e^{-jk_3^* d} z_{23}. \end{aligned}$$

Таким образом, для определения амплитуд  $E_1^r$ ,  $E_2^+$ ,  $E_2^-$  и  $E_3$  получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} E_2^+ + E_2^- - E_1^2 &= E_0; \\ (E_2^+ - E_2^-) z_{12} + E_1^r &= E_0; \\ E_2^+ e^{-jk_2^* d} + E_2^- e^{jk_2^* d} - E_3 e^{-jk_3^* d} &= 0; \\ E_2^+ e^{-jk_2^* d} - E_2^- e^{jk_2^* d} - E_3 e^{-jk_3^* d} z_{23} &= 0. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения, находим амплитуды отраженной и прошедшей через слой  $d$  волн:

$$\begin{aligned} E_1^r &= \frac{(1 - z_{12})(1 + z_{23}) + (1 + z_{12})(1 - z_{23}) e^{2jk_2^* d}}{(1 + z_{12})(1 + z_{23}) + (1 - z_{12})(1 - z_{23}) e^{2jk_2^* d}} E_0; \\ E_s &= \frac{4e^{-jk_3^* d}}{(1 - z_{12})(1 - z_{23}) e^{jk_2^* d} + (1 + z_{12})(1 + z_{23}) e^{-jk_2^* d}} E_0. \end{aligned}$$

При нормальном падении волн на границу раздела, введя значение частных коэффициентов  $\rho_{ik}$ , которые могут быть рассчитаны по (2.45), (2.46), получим окончательные формулы для коэффициентов отражения и коэффициентов прозрачности:

$$\begin{aligned} \rho_{21} + 2\sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} e^{-2\frac{\omega}{c}\alpha_3 d} \cos\left(2\frac{\omega}{c}n_2 d + \varphi_{32} - \varphi_{21}\right) + \rho_{32} e^{-4\frac{\omega}{c}\alpha_2 d} \\ \rho = \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2 = \frac{1 + 2\sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} e^{-2\frac{\omega}{c}\alpha_3 d} \cos\left(2\frac{\omega}{c}n_2 d + \varphi_{32} + \varphi_{21}\right) + \rho_{21}\rho_{32} e^{-4\frac{\omega}{c}\alpha_1 d}}{1 + 2\sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} e^{-2\frac{\omega}{c}\alpha_3 d} \cos\left(2\frac{\omega}{c}n_2 d + \varphi_{32} - \varphi_{21}\right) + \rho_{32} e^{-4\frac{\omega}{c}\alpha_2 d}}; \quad (2.60) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \mu_3 (n_1^2 + \alpha_1^2) [(1 - \rho_{21})(1 - \rho_{32}) - 4 \sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} \times \\ & \times \sin \varphi_{21} \sin \varphi_{32}] e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} (\alpha_3 - \alpha_1) d} \\ \varphi = \left( \frac{E_3}{E_0} \right)^2 = & \frac{\mu_1 (n_1 n_3 + \alpha_1 \alpha_3) [1 + 2 \sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} \times \\ & \times e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_3 d} \cos \left( 2 \frac{\omega}{c} n_2 d + \varphi_{21} \varphi_{32} \right) + \rho_{21} \rho_{32} e^{\pm 4 \frac{\omega}{c} \alpha_3 d}]}{(2.61)} \end{aligned}$$

Эти сложные формулы в частных случаях значительно упрощаются. Рассмотрим два наиболее часто встречающихся случая.

1. Отражение световой волны от проводящего плоского слоя.

2. Отражение от плоского диэлектрического слоя.

При этом по обе стороны от слоя как среда 1, так и среда 2 пусть будут иметь одни и те же значения электрических параметров, соответствующих вакууму или воздуху:  $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$ ;  $\mu_1 = \mu_3 = 1$ ;  $\gamma_1 = \gamma_3 = 0$ .

В первом случае параметры слоя пусть будут  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$ ,  $\gamma_2$ . Определим для этих сред величины  $n_i$  и  $\alpha_i$ . Для первой и третьей сред будем иметь:  $n_1 = n_3 = 1$ ;  $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$ . Для второй среды получим:

$$n_2 = \sqrt{\frac{\mu}{2} \{ \sqrt{\epsilon^2 + 4\gamma^2 T^2} + \epsilon \}};$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{\mu}{2} \{ \sqrt{\epsilon^2 + 4\gamma^2 T^2} - \epsilon \}}.$$

Частичные коэффициенты отражения на границах сред и углы сдвига фаз найдем по формулам:

$$\rho_{21} = \rho_{32} = \frac{(n_2 - 1)^2 + \alpha_2^2}{(n_2 + 1)^2 + \alpha_2^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi_{21} = \operatorname{tg} \varphi_{32} = \frac{2\alpha_2}{n_2^2 + \alpha_2^2 - 1}.$$

Далее определим по формулам (2.60) и (2.61) коэффициенты отражения и прозрачности. Произведя соответствующие тригонометрические преобразования, получим:

$$\begin{aligned} \rho = \rho_{21} & \frac{\left[ \left( 1 - e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} \right)^2 + 4 e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} \sin^2 \frac{\omega}{c} n_2 d \right]}{\left( 1 - \rho_{21} e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} \right) +} \\ & + 4 \rho_{21} e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} \sin^2 \left( \varphi_{21} + \frac{\omega}{c} n_2 d \right) \\ \varphi = & \frac{[(1 - \rho_{21})^2 + 4 \rho_{21} \sin^2 \varphi_{21}] e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d}}{(1 - \rho_{21}) e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} + 4 \rho_{21} e^{\pm 2 \frac{\omega}{c} \alpha_2 d} \sin^2 \left( \varphi_{21} + \frac{\omega}{c} n_2 d \right)}. \end{aligned}$$

Анализ этих формул показывает, что коэффициенты отражения и прозрачности слоя являются осциллирующими функциями от



$(\omega/c) n_2 d$  или, так как  $\lambda_0/\lambda_2 = n_2$ , а  $\omega/c = 2\pi/\lambda_0$ , функциями от  $2\pi d/\lambda_2$ , где  $\lambda_2$  — длина волны в слое, т. е. в проводящей среде (рис. 2.11).

Если толщина слоя  $d$  будет значительно превосходить глубину проникновения электромагнитных волн в слой, то отражение от границы (2.3) происходить не будет. В этом случае отражение будет определяться только коэффициентом  $\rho_{21}$ . Коэффициент отражения  $\rho_{21}$  может быть вычислен по относительному импедансу среды

$$\rho_{21} = \left( \frac{1 - z_{12}}{1 + z_{12}} \right)^2.$$

Если подобрать электрические параметры второй среды такими, чтобы  $1 - z_{12} = 0$ , то  $\rho_{21} = 0$  и отражения от границы раздела не будет. Так как  $z_{12} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\varepsilon_2^*}{\varepsilon_1^*}}$ , то в случае, когда первой средой является вакуум или воздух ( $\mu_1 = 1$ ;  $\varepsilon_1^* = 1$ ), условие отсутствия отражения будет  $\sqrt{\varepsilon^*/\mu_2} = 1$ , т. е.  $\sqrt{\varepsilon^*} = \sqrt{\mu_2}$ . В практической системе единиц  $z_1 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 376,6$ . Таким образом, условие отсутствия отражения будет

$$\sqrt{\mu_2/\varepsilon_2^*} = 376,6.$$

Рассмотрим теперь отражение от плоского диэлектрического слоя. В этом случае все три среды прозрачные, поглощение отсутствует во всех средах ( $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 0$ ). Пусть при этом  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$ , а  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$ . Коэффициенты отражения и прозрачности слоя, как это следует из (2.60) и (2.61) будут теперь определяться следующими формулами:

$$\rho = \frac{\rho_{21} + 2\sqrt{\rho_{12}\rho_{23}} \cos 2\frac{\omega}{c} n_2 d + \rho_{32}}{1 + 2\sqrt{\rho_{21}\rho_{32}} \cos 2\frac{\omega}{c} n_2 d + \rho_{21}\rho_{32}}; \quad \tau = 1 - \rho.$$

Частные коэффициенты отражения будут равны:

$$\rho_{ih} = \left( \frac{\sqrt{\varepsilon_i} - \sqrt{\varepsilon_h}}{\sqrt{\varepsilon_i} + \sqrt{\varepsilon_h}} \right)^2.$$

Окончательно получим:

$$\rho_{21} = \left( \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}} \right)^2; \quad \rho_{32} = \left( \frac{\sqrt{\varepsilon_3} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_3} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right)^2.$$

Так же, как и в случае проводящего слоя, коэффициент отражения является осциллирующей функцией от  $d/\lambda$ . Он достигает максимума, когда  $d/\lambda = 1/4 + m/2$ , где  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

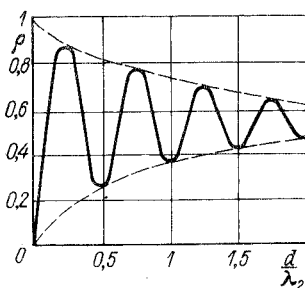


Рис. 2.11. Зависимость коэффициента отражения проводящего слоя от  $d/\lambda_2$

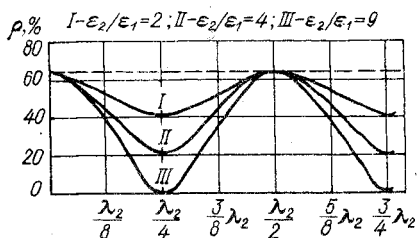


Рис. 2.12. Зависимость коэффициента отражения от поверхности воды, когда на нее наложен слой диэлектрика переменной толщины

Первый минимум получается при  $d = \lambda_2/4$ , т. е. когда слой имеет толщину, равную одной четвертой длины волны, при условии, что  $\epsilon_1 > \epsilon_2 > \epsilon_3$ .

Коэффициент отражения равен нулю, когда  $\rho_{21} = \rho_{32}$ , т. е. при

$$\frac{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}} = \frac{\sqrt{\epsilon_3} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_3} + \sqrt{\epsilon_2}}.$$

Отсюда условие отсутствия отражения в этом случае будет следующее:

$$\epsilon_2 = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_3},$$

когда  $\epsilon$  слоя является геометрической средной между  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$ . На рис. 2.12 приведена зависимость коэффициента отражения длинноволнового излучения от поверхности воды с  $\epsilon_3 = 81$ , когда на нее наложен слой диэлектрика с  $\epsilon_2$  переменной толщины.

Заметим, что вопросы отражения электромагнитных волн оптического диапазона имеют весьма большое значение в лазерной технике. Переходя к рассмотрению пассивных элементов оптических квантовых генераторов, будем неоднократно обращаться к физическим процессам и ссылаться на формулы, которые приведены выше.

#### 2.4. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА

Основным оптическим элементом резонаторов, используемых в лазерной технике, является зеркало. При этом нашли применение плоские, цилиндрические, сферическое и асферическое зеркала, как металлические, так и диэлектрические, с металлическими и диэлектрическими покрытиями, в некоторых случаях применяются также зеркала, изготовленные из полупроводников.

Широкое распространение среди резонаторов получил резонатор, состоящий из плоских зеркал. Поэтому обратимся к рассмотрению плоских зеркал.

Начнем с рассмотрения зеркал с металлическими отражающими поверхностями. При этом прежде всего должны иметь в виду, что отражение электромагнитных волн от поверхности зеркал в соответствии с формулами Френеля, приведенными в предыдущем параграфе, может происходить только в том случае, если поверхность зеркала обработана с достаточной степенью точности. Когда электромагнитная волна падает на матовую или неполированную поверхность, то происходит расстройка всех фазовых соотношений между элементами фронта волн. Вторичные волны прежде всего

отражаются от выступающих частей поверхности, так как до них раньше доходит падающая волна и отраженный фронт волны оказывается уже не плоским, а усеянным углублениями и выступами, расположенными самым произвольным образом. В зависимости от степени шероховатости поверхности отражение может быть: 1) зеркальным, когда угол падения равен углу отражения и когда действуют формулы Френеля, при достаточно хорошей полировке поверхности (рис. 2.13, а); 2) направленно-рассеянным, когда свет распространяется в различных направлениях, но максимум силы света совпадает с направлением зеркального отражения (рис. 2.13, б); 3) диффузным, которое имеет место при идеально рассеивающей матовой поверхности (рис. 2.13, в). Диффузно рассеивающие поверхности, так же, как и направленно-рассеивающие поверхности, не годны для зеркал. Естественно при этом возникает вопрос, чем же определяется необходимая степень обработки поверхности зеркал.

Представим себе плоскую поверхность  $(x, y)$  и светящуюся точку  $S$  (рис. 2.14). Некоторый луч, исходящий из точки  $S$ , например  $SA$ , падает на поверхность зеркала. Предположим, однако, что в точке  $A$  имеется выступ высотой  $h$ . Очевидно, что при этом вторичная волна отразится теперь не от точки  $A$ , а от точки  $B$ . Ее параметры в точке  $P$  можно прицять прежними, если разность хода лучей  $SBP$  и  $SAP$  будет значительно меньше длины волны. При нормальном падении эта разность хода очевидно будет равна  $2h$ . Следовательно, для того чтобы выступ на поверхности не внес заметного искажения во фронт определенной волны, его высота должна быть значительно меньше длины волны:  $h \ll \lambda$ . Таким образом, видим, что при данной шероховатости поверхности достаточно длинные волны могут испытывать зеркальное отражение, в то время как короткие будут в значительной мере рассеиваться и поверхность для них уже не будет являться зеркалом.

В настоящее время существуют лазеры, диапазон длин волн которых простирается от УФ части спектра до дальней ИК ( $\sim 1$  мм). Весь этот диапазон относится к оптическому. Во всех лазерах независимо от длины генерируемых ими волн зеркала являются одним из основных оптических элементов, однако, как это следует из вышеизложенного, степени их обработки

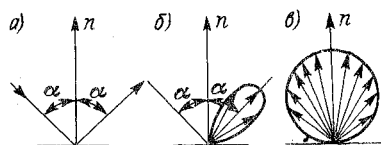


Рис. 2.13. Отражение от поверхности при различной степени шероховатости

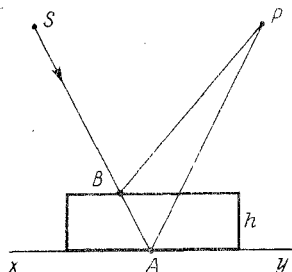


Рис. 2.14. Отражение волны от шероховатой поверхности

будут совершенно различными. Если задаться требованием  $h \leq 0,1\lambda$ , то для лазеров субмиллиметрового диапазона при  $\lambda = 500$  мкм высота неровностей может быть до 50 мкм; для лазеров же ультрафиолетового диапазона ( $\lambda = 0,4$  мкм)  $h$  не может превосходить 0,04 мкм.

В дальнейшем при рассмотрении зеркал будем считать, что достаточные для их функционирования точности обработки обеспечены. Заметим, что если луч света падает на поверхности не по нормали, а под некоторым углом, то зеркальное отражение имеет место при больших неровностях, величина которых зависит от угла падения. Нетрудно показать, что если угол падения  $\theta_i$ , то условие зеркального отражения теперь будет

$$\delta\lambda = 2h \cos \theta_i,$$

где  $\delta$  — коэффициент, определяющий допустимую долю длины волны.

Одним из основных параметров, характеризующих резонатор, является его добротность, которая определяется потерями в нем электромагнитной энергии. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в п. 2.7, сейчас же примем во внимание, что электромагнитная волна в таком резонаторе поочередно отражается от зеркал, поэтому одним из видов потерь в резонаторе являются потери энергии при отражении. Чем выше будет коэффициент отражения от зеркал, тем соответственно меньше будут потери на отражение и тем выше его добротность. Поэтому одним из основных параметров зеркал будет являться их коэффициент отражения. Коэффициент отражения от металлической поверхности, как это было установлено в предыдущем параграфе, может быть рассчитан по формулам, приведенным в п. 2.5. Поскольку электромагнитная волна в оптическом резонаторе падает по нормали или почти по нормали к поверхности зеркала, в данном частном случае для этой цели могут быть использованы формулы (2.47) и (2.48) в зависимости от выполнения условий, указанных при выводах формул. При этом, согласно изложенному ранее, при длинах волн больших 5 мкм коэффициент отражения металлических зеркал с достаточной степенью точности может быть определен при использовании статических значений электрических параметров  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$ . При длинах же волн короче 5 мкм должны быть приняты во внимание дисперсионные формулы.

Коэффициент отражения металлов в видимой части спектра сравнительно невелик. Наиболее широко используемые в лазерной технике металл — серебро, алюминий, золото, медь — обладают отражающей способностью в пределах от 80 до 95 %. Таким образом, потери на поглощение в металлических зеркалах достаточно велики (от 5 до 20 %). Высокие потери в зеркалах, помимо того что значительно снижают добротность резонатора, приводят к разрушению зеркал при больших интенсивностях световых потоков.

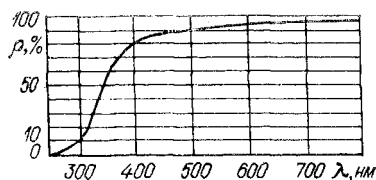


Рис. 2.15. Зависимость коэффициента отражения от длины волны для серебра

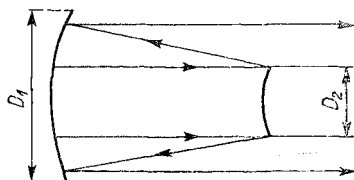


Рис. 2.16. Выход энергии из резонатора при двух зеркалах различного диаметра и кривизны

Коэффициент отражения электромагнитных волн от металлов значительно возрастает при увеличении длины волны, стремясь к значению, близкому к единице при  $\lambda > 500$  нм, что видно из рис. 2.15, на котором приведена кривая зависимости  $\rho$  от  $\lambda$  для серебра.

При образовании резонатора из двух зеркал необходимо обеспечить частичный выход энергии из резонатора, которая и определяет генерируемую лазером мощность излучения. Для этого одно из зеркал, а в некоторых случаях и оба зеркала, образующих резонатор, делают с определенным коэффициентом пропускания. Пропускание части энергии через зеркало в массивных металлических зеркалах осуществляют через окна связи. Для этого в зеркале, обычно в центральной его части, делают отверстие. При каждом отражении часть энергии через отверстие выходит из резонатора во внешнее пространство, где и используется по назначению. Иногда окна связи выполняют в виде нескольких отверстий, обычно расположенных симметрично относительно оси зеркала. Окна связи закрывают пластинками из материала, прозрачного для длин волн, генерируемых лазером. В случае, если окна связи сделаны в одном из зеркал, другое зеркало является глухим, при этом стремятся к тому, чтобы его коэффициент отражения был по возможности ближе к 100%. Луч лазера в этом случае выходит из резонатора в одну сторону. Если же отверстия связи будут в двух зеркалах, то из лазера с таким резонатором исходят два луча. В некоторых случаях выход энергии из резонатора осуществляется путем использования двух зеркал различного диаметра. При этом электромагнитная волна, отражаясь в резонаторе от зеркала большего диаметра, частично выходит из резонатора, минуя зеркало меньшего размера (рис. 2.16). Подробнее этот вопрос будет рассмотрен позже.

Наряду с массивными металлическими зеркалами используются зеркала с металлическими отражающими покрытиями в виде тонких металлических слоев, нанесенных на поверхность диэлектрика из стекла или кварца. Нанесение металлического слоя на подложку обычно осуществляется либо химическим путем, либо испарением металла в вакууме. Такого рода зеркала исполь-

зуются в лазерах сравнительно малой мощности, так как металлические слои легко разрушаются под действием мощных световых потоков. Вывод энергии из резонатора с такими зеркалами может быть осуществлен путем использования зеркала с толщиной слоя, обеспечивающего частичное пропускание электромагнитной волны через слой (см. п. 2.2).

Заметим, что при значительной мощности лазеров, в особенности работающих в постоянном режиме, если даже коэффициент отражения зеркал достаточно высок, поглощенная металлом энергия нагревает зеркала. При этом, ввиду того что коэффициент электропроводности металла  $\gamma$  уменьшается с температурой, коэффициент его отражения [см. формулу (2.48)] уменьшается, что приводит к ухудшению свойств резонатора и к уменьшению его добротности. Весьма существенным при этом является разъюстировка зеркал, происходящая в таких масштабах, что генерация лазера может быть сорвана. Для того чтобы обеспечить тепловой режим зеркал, массивные металлические зеркала часто делают охлаждаемыми проточной водой. При использовании в качестве зеркал металлических покрытий на диэлектрической подложке, высокое отражение можно получить только при увеличении толщины металлического слоя, однако это приводит к уменьшению пропускания. Таким образом, применение такого рода зеркал в качестве выходных, обладающих некоторым коэффициентом пропускания, оказывается весьма ограниченным из-за больших потерь.

Перейдем теперь к рассмотрению диэлектрических зеркал, используемых в лазерной технике. Диэлектрические зеркала могут быть изготовлены с весьма высоким коэффициентом отражения, свыше 99%. Принцип их действия рассмотрен в п. 2.2. Он основан на интерференционных явлениях, поэтому такого рода зеркала часто называются интерференционными.

Высокоэффективные отражающие зеркала можно получить, нанося на стеклянную, кварцевую или другого какого-либо прозрачного материала подложку последовательно тонкий диэлектрический слой с низким показателем преломления, а затем слой вещества с высоким показателем преломления. Если толщины слоев подобрать в соответствии с изложенным в п. 2.3, то волны, отраженные от трех границ раздела, будут находиться в фазе. При этом можно, например, получить общий коэффициент отражения 50%, причем при высоком качестве диэлектрика весь неотраженный свет будет проходить без потерь на поглощение. Для получения больших коэффициентов отражения используются многослойные покрытия при чередовании слоев с высоким и низким показателем преломления. Слои имеют одинаковую оптическую толщину.

Особый интерес представляет случай, когда два основных слоя имеют одинаковую оптическую толщину, обычно  $\lambda_0/4$ , т. е. когда  $n_2 h_2 = n_3 h_3$  и падение нормально. Несложный расчет при-

водит в этом случае к следующему значению коэффициента отражения зеркала, состоящего из  $N$  двойных слоев:

$$\rho_{2N} = \left( \frac{1 - \frac{n_n}{n_1} \left( \frac{n_2}{n_3} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_n}{n_1} \left( \frac{n_2}{n_3} \right)^{2N}} \right)^2, \quad (2.62)$$

где  $n_n$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  — соответственно показатель преломления подложки, первого слоя, второго слоя и среды (обычно воздух),  $n_3 = 1$ , из которой падает электромагнитная волна на зеркало.

Иногда при покрытии слои располагают так, что общее число слоев нечетно ( $2N + 1$ ), причем первый и последний имеют один и тот же показатель преломления  $n_2$ . В этом случае коэффициент отражения равен

$$\rho_{2N+1} = \left\{ \frac{1 - \frac{n_2}{n_1} \frac{n_2}{n_n} \left( \frac{n_3}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_2}{n_1} \frac{n_2}{n_n} \left( \frac{n_3}{n_2} \right)^{2N}} \right\}^2.$$

Из (2.62) следует, что при заданном значении отношения  $n_2/n_3$  коэффициент отражения зеркала увеличивается с ростом числа двойных слоев. Так, при нормальном падении на подложку излучения с длиной волны  $\lambda = 564$  нм показатели преломления подложки  $n_n = 1,52$ , коэффициент отражения  $\rho = 0,306$ . Если подложка имеет покрытия в виде одного двойного слоя из сернистого цинка ( $n_2 = 2,3$ ) и криолита ( $n_3 = 1,35$ ), коэффициент отражения равняется 0,676, при двух слоях  $\rho = 0,872$ , а при четырех слоях он достигает 0,984.

Следует иметь в виду, что высокий коэффициент отражения такого рода зеркал выполняется только в узкой области длин волн. Ввиду того что излучение лазера в высокой степени монохроматично, такого рода зеркала нашли широкое применение. Диэлектрические зеркала изготавливают путем нанесения слоев напыления в вакууме, катодным распылением или химическим способом. В качестве веществ используются, например,  $ZnS$  и  $MgF_2$  или сернистый цинк (вещество с большим показателем преломления) с фтористым магнием (низкий показатель преломления).

Диэлектрические зеркала не выдерживают высоких плотностей излучения, при этом поверхностный слой либо выгорает, либо отслаивается от подложки. Прочность покрытий зависит не только от свойств веществ, образующих слои, но и от технологии покрытия. Стойкость покрытий зависит от числа слоев. Наибольшей оптической прочностью обладает однослойное покрытие. С увеличением числа слоев прочность уменьшается, приближаясь к минимальному значению при пяти-, шестислойном покрытии.

В качестве выходного зеркала иногда используется набор плоскопараллельных диэлектрических пластин (без покрытий),

разделенных воздушным промежутком. В этом случае воздушные промежутки играют роль второй среды в двойном слое, т. е.  $n_3 = 1$ . При нормальном падении световой волны на такое зеркало в воздушной среде  $n_1 = 1$ , при равной толщине пластин и зазорах между ними, равных нечетному числу  $d = \lambda_0/4$ , коэффициент отражения, как это следует из (2.62), будет

$$\rho = \left( \frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2,$$

где  $n$  — показатель преломления пластин;  $m$  — число пластин.

Точность изготовления пластин такого рода зеркала должна быть не хуже  $\lambda/8$ . В случае, если пластины изготовлены с точностью хуже  $\lambda/4$ , коэффициент отражения будет равен сумме френелевских коэффициентов отражений всех поверхностей. Такая система пластин называется сеткой. Сетка обычно используется в случаях многомодового режима работы лазера (отражатели из набора пластин имеют значительно большую оптическую прочность по отношению к мощному излучению, которое по существу определяется порогом разрушения пластин).

В качестве глухого зеркала резонатора в некоторых случаях используется призма с полным внутренним отражением. Такая призма (рис. 2.17, а) получила название призмы-крыши. Как видели (см. п. 2.2), коэффициент отражения при полном внутреннем отражении может быть весьма близок к 100% при условии, что во второй среде, куда проникает электромагнитное поле (см. рис. 2.6), отсутствует поглощение. Обычно такого рода поглощение связано с загрязнением боковых поверхностей призмы. Использование призмы полного внутреннего отражения в резонаторе лазера позволяет увеличить допустимую плотность мощности. При применении призмы-крыши происходит выравнивание плотности излучения по сечению активного образца, так как при призме каждый луч проходит в рабочем теле по двум различным направлениям, при использовании же зеркал, луч света многократно проходит по одному и тому же пути.

В этих же целях, для того чтобы излучение центральной части рабочего тела после отражения проходило по периферии, иногда используют две призмы-крыши (рис. 2.17, б).

Проникновение энергии во вторую среду при явлении полного

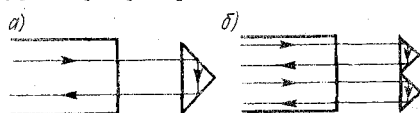


Рис. 2.17. Призмы-крыши, играющие роль глухого зеркала

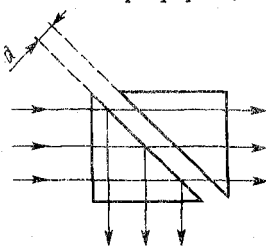


Рис. 2.18. Две призмы полного внутреннего отражения, используемые для управления световым потоком



внутреннего отражения иногда используют для своеобразного отклонения части светового потока. Для этого берут, например, две призмы полного внутреннего отражения, обращенные гипотенузными сторонами друг к другу (рис. 2.18). При помощи какого-либо специального устройства зазор между призмами делают плавно изменяющимся. Так как проникновение энергии за границу, от которой электромагнитная волна испытывает полное внутреннее отражение, порядка длины волны, изменение зазора осуществляется в этих пределах. При постепенном изменении зазора количество энергии, прошедшей через две призмы, будет плавно изменяться. При увеличении воздушного зазора до значения порядка  $3\lambda$  электромагнитная волна практически не будет попадать на приемник, испытывая полное внутреннее отражение на грани первой призмы.

Такие устройства особенно просто осуществляются при больших длинах волн. В видимой части спектра, ввиду того что длина волны весьма мала, встречаются трудности в создании устройства плавного изменения зазора в весьма малых пределах.

Остановимся на окнах, используемых в лазерной технике. Необходимым требованием к таким окнам является весьма высокий коэффициент пропускания света, близкий к 100%, и весьма малые потери в нем. Таким условиям хорошо удовлетворяют так называемые окна Брюстера. Физические основы их были изложены в п. 2.2. При прохождении луча через прозрачное окно, например стеклянное, при нормальном падении на него излучения теряется около 4% каждый раз на отражение. Таким образом, на двух границах раздела, которые имеют место в пластинке, потери на отражение при одном проходе будут составлять 8%, при многократном прохождении потери будут значительно возрастать, что не допустимо. В этом случае используется зависимость коэффициента отражения от угла. Как известно, при определенной степени поляризации луча, т. е. когда луч поляризован в плоскости падения, интенсивность отраженного излучения составляла 8% при нормальном падении и уменьшается до нуля при угле Брюстера, удовлетворяющем условию  $\operatorname{tg} \varphi = n$ . При окнах из стекла  $n = 1,5$ , угол  $\varphi = 56^\circ$ . При дальнейшем увеличении угла коэффициент отражения света возрастает, стремясь к 100% при скользющем падении. Таким образом, если расположить окно под углом Брюстера, то компонента поля с поляризацией, совпадающей с плоскостью падения, будет полностью проходить через окно, компонента же с поляризацией, перпендикулярной к плоскости падения, будет частично отражаться и лишь частично проходить через окно. После большого числа прохождений она полностью удаляется из пучка вследствие отражений. Для компоненты же с поляризацией в плоскости падения и даже после многих прохождений потери будут пренебрежимо малы. Ход лучей в окне Брюстера показан на рис. 2.19. В конеч-

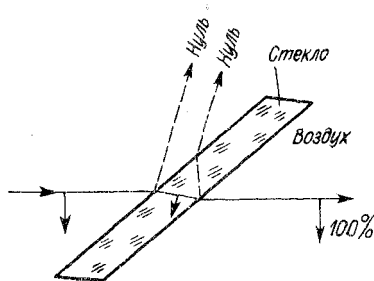


Рис. 2.19. Ход лучей в окне Брюстера

ном итоге работа лазера осуществляется на излучении с данной поляризацией, и свет, выходящий из лазера, в этом случае оказывается полностью поляризованным. Такие окна используются, например, в газоразрядных трубках гелий-неонового лазера.

## 2.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДАХ

При наклонном падении электромагнитной волны на границу раздела в области наложения падающей и отраженной волн происходит их интерференция. Чтобы представить себе результат интерференции, введем координатную систему согласно рис. 2.20. Тогда формулы для падающей и отраженной волн будут иметь следующий вид:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{j(\omega t - k n R)} = E_0 e^{j[\omega t - k(x \cos \theta + z \sin \theta)]},$$

$$\mathbf{E}_r = \rho_0 E_0 e^{j(\omega t - k_r n_r R)} = \rho_0 E_0 e^{j[\omega t - k(-x \cos \theta + z \sin \theta)]},$$

где  $\rho_0$  — коэффициент отражения по амплитуде.

Напряженность поля в зоне интерференции определяется как суперпозиция обеих волн. Так, для падающей волны, поляризованной в плоскости падения,

$$E_y = E_0 e^{j(\omega t - k z \sin \theta)} (e^{-j k x \cos \theta} + \rho_0 e^{j k x \cos \theta}).$$

Если отражение происходит от среды с коэффициентом отражения, близким к единице, то

$$\text{Re}(E_y) = 2E_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z \sin \theta\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x \cos \theta\right). \quad (2.63)$$

Из (2.63) видно, что напряженность электрического поля имеет минимумы в плоскостях, параллельных границе раздела, на расстояниях  $-x = n \frac{\lambda}{2 \cos \theta}$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ , и максимумы на расстояниях  $-x = m \frac{\lambda}{4 \cos \theta}$ , где  $m = 1, 3, 5, \dots$ . Отсюда следует, что параллельно поверхности раздела образуется система интерференционных полос с узлами электрического поля, отстоящими друг от друга на расстояние  $\lambda/2 \times 1/\cos \theta$ . Расстояние между

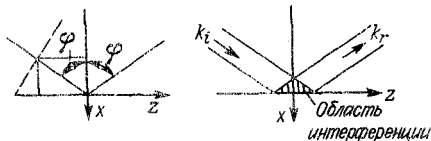


Рис. 2.20. Интерференция падающей и отраженной волн при наклонном падении электромагнитных волн на границу раздела

полосами минимально при нормальном падении и равняется  $\lambda/2$  (стоячие волны). При увеличении угла падения электромагнитных волн на границу раздела оно соответственно возрастает. При этом существенно, что за исключением случая нормального падения вся область интерференции скользит вдоль поверхности в направлении  $z$  с фазовой скоростью  $dz/dt$ . Действительно, уравнение (2.63) может быть представлено в следующем виде:

$$E = E_0' \sin(\omega t - 2\pi z/\lambda'),$$

где  $E_0' = E_0 \sin[(2\pi/\lambda) x \cos \theta]$  представляет собой амплитуду, а  $\lambda' = \lambda/\sin \theta$  — длину волны, распространяющуюся вдоль оси  $z$ . Так как  $\lambda' = Tu$ , то скорость распространения волны

$$u = \frac{\lambda'}{T} = \frac{\omega \lambda}{2\pi \sin \theta}.$$

Падающая на границу раздела волна  $\lambda$  имеет скорость распространения  $v = \lambda\omega/(2\pi)$ , отсюда  $u/v = 1/\sin \theta$ .

Фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль границы раздела, оказывается больше скорости падающей волны. В частном случае  $u > c$ , т. е. она может превышать скорость света в вакууме. Это положение не противоречит теории относительности, так как поток энергии вдоль поверхности распространяется с групповой скоростью  $v_g < v_1$ .

В узлах электрической волны, образующейся около границы раздела при отражении, имеет место такая же картина поля электромагнитной волны, как и на границе идеального металла. Таким образом, в плоскости интерференционных минимумов, т. е. на расстоянии  $b = n\lambda_1/(2 \cos \theta)$ , можно поместить вторую металлическую пластинку параллельно первой, не нарушая распределения поля между плоскостями. Без второй пластины отраженное излучение уходило в пространство, теперь же в результате многократного отражения от двух плоскостей оно принимает направленный характер распространения. Эти два параллельных металлических отражателя представляют собой своего рода металлический волновод, который может быть использован для канализации энергии электромагнитной волны в определенном направлении. Такие волноводы используются в лазерах субмиллиметрового диапазона. Особенно широкое распространение получили металлические волноводы, представляющие собой длинный цилиндр с открытыми концами, при этом используются цилиндры, имеющие различную форму поперечного сечения, в частном случае прямоугольник или круг.

Рассмотрим основные свойства волновода, имеющего произвольную форму поперечного сечения. Будем считать, что размеры и форма поперечного сечения не меняются вдоль оси цилиндра и что стенки волновода обладают бесконечной проводимостью, т. е. что потери в волноводе отсутствуют.

Решение электродинамических задач, точно так же, как решение задач распространения электромагнитных волн в диэлектрических волноводных системах, может быть произведено при помощи вспомогательного вектора Герца  $\Pi$ . При этом обычно вводятся в рассмотрение два вектора: электрический вектор Герца  $\Pi$  и магнитный вектор  $\Pi^m$ . Электрический вектор Герца связан со скалярным и векторным потенциалами следующими соотношениями:

$$U = -\operatorname{div} \Pi; \quad A = \frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t}.$$

В случае монохроматических электромагнитных полей на основании изложенного в п. 2.1 нетрудно показать, что  $E$  и  $H$  следующим образом определяются через вектор  $\Pi$ :

$$H = -jk \operatorname{rot} \Pi; \quad (2.64)$$

$$E = \operatorname{grad} \operatorname{div} \Pi + k^2 \Pi. \quad (2.65)$$

Возможность введения второго магнитного вектора Герца вытекает из симметричности уравнений Максвелла, при этом магнитный вектор Герца будет определять  $E$  и  $H$ :

$$E = -jk \operatorname{rot} \Pi^m; \quad (2.66)$$

$$H = \operatorname{grad} \operatorname{div} \Pi^m + k^2 \Pi^m. \quad (2.67)$$

Таким образом, если при решении той или иной задачи будут найдены векторы Герца  $\Pi$  и  $\Pi^m$ , то из (2.64)–(2.67) могут быть определены и напряженности электрического и магнитного полей. Вектор Герца, так же как и значения потенциалов  $U$  и  $A$  удовлетворяют волновому уравнению, которое в случае монохроматических полей имеет следующий вид:

$$\Delta \Pi + k^2 \Pi = 0. \quad (2.68)$$

Обратимся теперь к определению электромагнитного поля в волноводе, представляющем собой металлический цилиндр с поперечным сечением произвольной формы. Рассмотрим два класса решений волнового уравнения (2.68), соответствующие векторам Герца со следующими составляющими:

$$\Pi_x = 0; \quad \Pi_y = 0; \quad \Pi_z = \Pi(x, y) e^{jhz},$$

где  $h$  — пока неизвестное волновое число.

Можно утверждать, что введение только одних составляющих по оси  $z$  электрического и магнитного векторов Герца описывает любое возможное поле в волноводе.

Обратимся к решениям, соответствующим электрическому вектору Герца. Волновое уравнение (2.68) при этом представляется в виде

$$\frac{\partial^2 \Pi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi(x, y)}{\partial y^2} + (k^2 - h^2) \Pi(x, y) = 0. \quad (2.69)$$

Полагая  $(k^2 - h^2) = g^2$ , получим

$$\frac{\partial^2 \Pi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi(x, y)}{\partial y^2} + g^2 \Pi(x, y) = 0. \quad (2.70)$$

Так как  $h$  характеризует распространение волн вдоль оси  $z$ , то его можно назвать продольным волновым числом. Величина  $g$  — относится к  $\Pi(x, y)$  и поэтому может быть названа поперечным волновым числом;  $k$  — волновое число в свободном пространстве.

Формулы (2.64) и (2.65) дадут при этом следующие значения для составляющих электрического и магнитного полей, выраженных через  $\Pi(x, y)$ :

$$E_x = jh \frac{\partial \Pi(x, y)}{\partial x} e^{jhz}; \quad E_y = jh \frac{\partial \Pi(x, y)}{\partial y} e^{jhz};$$

$$E_z = g^2 \Pi(x, y) e^{jhz}; \quad (2.71)$$

$$H_x = -jk \frac{\partial \Pi(x, y)}{\partial y} e^{jhz}; \quad H_y = jk \frac{\partial \Pi(x, y)}{\partial x} e^{jhz}; \quad H_z = 0. \quad (2.72)$$

Таким образом, приходим к заключению, что этот класс решений волнового уравнения соответствует волнам в волноводе, у которых нет продольной составляющей магнитного поля, в то время как электрическое поле имеет все три составляющие, отличные от нуля. Такие волны называются электрическими или  $E$ -волнами. Поскольку  $H_z = 0$ , вектор  $\mathbf{H}$  располагается в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения, поэтому этот тип волн иногда называют поперечными магнитными волнами и обозначают ТН.

Для окончательного определения величин  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  надо решить уравнение (2.70), найти  $\Pi(x, y)$ , затем определить напряжение поля по формулам (2.71) и (2.72). Решение уравнений (2.70) производят при использовании граничных условий, которыми являются значения  $E_t$  на контуре. Поскольку принято, что проводимость стенок бесконечна, тангенциальная составляющая напряженности электрического поля внутри металла будет равна нулю. Таким образом, из граничных условий, заключающихся в равенстве тангенциальных составляющих электрического поля в двух средах на границе раздела, вытекает, что  $E_t$  на контуре, а вместе с тем и  $\Pi(x, y)$  равны нулю.

В математике доказывается, что двумерное уравнение типа (2.70) имеет внутри замкнутого контура решение, отличное от нуля, удовлетворяющее на контуре граничным условиям только при определенных значениях параметра  $g^2$ , т. е. при вполне определенных  $g_1^2, g_2^2, g_3^2$ , образующих спектр собственных значений данной граничной задачи. Величина  $g$  образует возрастающую последовательность положительных вещественных чисел.

Согласно (2.69) каждому значению поперечного волнового числа  $g$  соответствует два значения продольного волнового числа

и некоторая собственная функция  $\Pi(x, y)$ . Эта функция дает распределение поля, а волновое число  $h$  — зависимость его от координат  $z$ . Заметим, что значение  $h^2 = k^2 - g^2$  может быть как положительным, так и отрицательным. Если  $h^2 > 0$ , то

$$h = \pm \sqrt{k^2 - g^2}, \quad (2.73)$$

что соответствует волне, распространяющейся вдоль оси волновода  $z$ . Поскольку не учитываем потерь в стенках волновода, эта волна распространяется без затухания.

Если  $h^2 < 0$ , то волновое число  $h$  чисто мнимое:  $h = \pm j \sqrt{k^2 - g^2}$ . При этом волна не распространяется, а быстро затухает в волноводе.

Принимая во внимание, что  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве;  $h = 2\pi/\lambda_B$  ( $\lambda_B$  — длина волны, распространяющаяся в волноводе), представим (2.73) в виде

$$\frac{2\pi}{\lambda_B} = \pm \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - g^2}.$$

Пусть  $\lambda_0$  — длина волны, при которой  $h$  обращается в нуль; тогда

$$\frac{1}{\lambda_B} = \sqrt{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}}. \quad (2.74)$$

Из (2.74) следует, что  $h > 0$  при  $\lambda < \lambda_0$  ( $\lambda_0$  — называется критической длиной волны), а следовательно, в волноводе могут распространяться только такие волны, длина которых меньше критической волны  $\lambda_0$ . Каждое собственное значение  $g^2$ , а следовательно, и критическая длина волны  $\lambda_0$  определяются лишь геометрией поперечного сечения волновода, т. е. его размерами и формой. В зависимости от соотношения  $\lambda$  и  $\lambda_0$  данная волна или распространяется, или затухает.

Решение волнового уравнения (2.68) для магнитного вектора Герца позволяет определить второй класс решений, при этом из (2.66) и (2.67) следует:

$$E_x = jk \frac{\partial \Pi^M}{\partial y} e^{jhz}; \quad E_y = -jk \frac{\partial \Pi^M}{\partial x} e^{jhz}; \quad E_z = 0;$$

$$H_x = jh \frac{\partial \Pi^M}{\partial x} e^{jhz}; \quad H_y = jh \frac{\partial \Pi^M}{\partial y} e^{jhz}; \quad H_z = g^2 \Pi^M e^{jhz}.$$

Таким образом, этот класс решений определяет электромагнитное поле, у которого продольная составляющая вектора  $E$  равна нулю, а вектор магнитного поля имеет отличные от нуля все три составляющие. Волны, у которых имеется продольная составляющая магнитного поля, называются магнитными волнами или **H-волнами**. Поскольку  $E_z = 0$ , вектор  $E$  располагается в плоскости, перпендикулярной к распространению колебаний, такие поля иногда называются поперечными электрическими волнами и обозначаются **ТЕ**.

Для магнитных волн, так же как и электрических, волновые числа  $g$ ,  $h$  и  $k$  связаны соотношениями (2.73), остается в силе также уравнение (2.74), описывающее зависимость волн в свободном пространстве  $\lambda$ , в волноводе  $\lambda_{\text{в}}$  от критической длины волны  $\lambda_0$ .

Практически чаще всего используются волноводы с прямоугольным и круглым поперечными сечениями. Решение двумерного волнового уравнения для электрических волн в прямоугольном волноводе находится известным методом разделения переменных. При этом получим значения собственных функций

$$P = C \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (2.75)$$

и соответствующие им собственные значения параметра  $g^2$

$$g^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2. \quad (2.76)$$

Заметим, что числа  $m$  и  $n$  нельзя брать равными нулю, так как это приводит к тождеству  $P = 0$ , а следовательно, и  $E = 0$ . Уравнения (2.75) и (2.76) определяют все возможные электрические волны в прямоугольном волноводе. Каждой паре чисел  $m$  и  $n$  соответствует вполне определенная электромагнитная волна, которая обозначается  $E_{mn}$ . Поскольку числа  $m$  и  $n$  не могут быть равными нулю, в прямоугольном волноводе не может быть волн с индексами  $0, 0$ ;  $0, n$ ;  $m, 0$ . Простейшая электрическая волна имеет индексы  $m = 1$ ,  $n = 1$  и обозначается  $E_{11}$ .

Граничная задача для магнитных волн решается аналогичным образом, однако другое граничное условие для  $P^*$ , заключающееся в том, что при  $x = 0$  и  $x = a$   $\partial P^*/\partial x = 0$  и при  $y = 0$  и  $y = b$   $\partial P^*/\partial y = 0$ , приводит к следующему виду собственных функций для магнитных волн:

$$P^* = C \cos\left(m \frac{\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right).$$

При собственных значениях параметр

$$g^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2.$$

Магнитные волны в прямоугольном волноводе обозначаются  $H_{mn}$ . Заметим, что среди магнитных волн в волноводе могут быть волны, у которых один индекс равен нулю, т. е.  $H_{10}$ ,  $H_{20}$ ,  $H_{30}$  или  $H_{01}$ ,  $H_{02}$ ,  $H_{03}$ ..., однако, волн, у которых оба индекса равны нулю, быть не может, так как при этом  $P = C$  и поле волны равно нулю. Заметим также, что поле волны  $H_{m0}$  не зависит от координаты  $y$  (рис. 2.21). Подобной электрической волны в волноводе быть не может.

Обратимся теперь к рассмотрению электромагнитного поля и возможной системы волн в круглом волноводе.

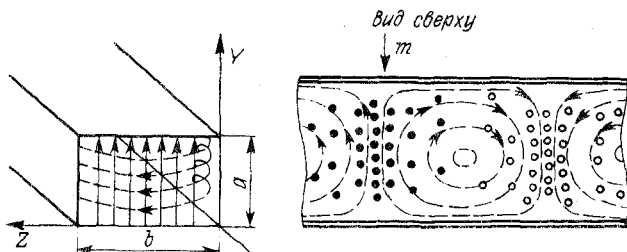


Рис. 2.21. Электромагнитное поле волны в прямоугольном волноводе;  
 ———— — электрические силовые линии; - - - - магнитные силовые линии

Решением волнового уравнения, представленного в цилиндрической системе координат, являются формулы:

$$\Pi = C J_m(gr) \cos m\varphi; \quad (2.77)$$

$$\Pi = C J_m(gr) \sin m\varphi, \quad (2.78)$$

где  $C$  — постоянная;  $m$  — любое целое число, включая нуль;  $g$  — поперечное волновое число;  $J_m(gr)$  — функция Бесселя;  $gr$  — аргумент функции Бесселя;  $m$  — ее индекс.

При  $m = 0$  решение (2.78) обращается в нуль, а (2.77) дает

$$\Pi = C J_0(gr).$$

Так как функция  $\Pi$  должна удовлетворять граничному условию  $\Pi = 0$  при  $r = a$ , то для поперечного волнового числа получаем уравнение

$$J_m(ra) = 0.$$

Положительные корни этого уравнения  $v_{m1}, v_{m2}, v_{m3}$  определяют возможные значения  $g$  для электрических волн

$$g = v_{mn}/a. \quad (2.79)$$

Электрическая волна, рассчитанная таким образом, имеет индексы  $mn$  и называется волной  $E_{mn}$ . Таким образом, первый индекс  $m$  означает порядок функции Бесселя, а второй — номер корня уравнения (2.79).

Магнитные волны выражаются через вектор  $\Pi^m$  аналогично электрическим. Однако при этом следует иметь в виду, что граничные условия для  $\Pi^m$  иные:  $\partial \Pi^m / \partial r|_{r=a} = 0$ . Отсюда следует, что в этом случае поперечное волновое число должно удовлетворять уравнению

$$\left. \frac{dJ_m(gr)}{dr} \right|_{r=a} = 0.$$

Положительные корни этого уравнения будут определять магнитные волны в волноводе

$$g_{mn} = v_{mn}/a.$$



Числа  $\nu_{mn}$  и  $\mu_{mn}$  образуют возрастающую последовательность волновых чисел, по которым можно определить критические длины волн для различных типов.

## 2.6. СВЕТОВОДЫ

При распространении электромагнитных волн направляющие свойства могут проявлять не только поверхности полупроводников, но и диэлектриков. Так, в п. 2.2, рассматривая явление полного внутреннего отражения, видели, что вдоль границы раздела распространяется замедленная электромагнитная волна. Такая же картина наблюдается и в плоском слое диэлектрика в том случае, если для волны, последовательно отражаемой от верхней и нижней границ слоя, выполняются условия полного внутреннего отражения. Такого рода плоский диэлектрический слой представляет собой плоский диэлектрический волновод. Аналогичными направляющими свойствами обладает также и круглый диэлектрический волновод.

Диэлектрический волновод широко используется для канализации электромагнитных волн, соответствующих видимой и ИК областям спектра, в этом случае он обычно называется световодом. Световоды нашли широкое применение в лазерной технике. Поскольку световоды могут быть изготовлены достаточно гибкими, они являются весьма удобными для канализации светового потока в тех случаях, когда световой поток должен быть доставлен в трудно доступные места или когда необходимо быстро изменить место использования энергии. Световоды могут быть изготовлены с весьма малыми потерями, и тогда оказывается возможным канализация энергии по ним на большие расстояния. Для выяснения характеристик световодов, определения в них типов волн, условий их распространения и т. д. необходимо решение соответствующих электродинамических задач. Существуют два типа световодов: в виде диэлектрического слоя и круглого диэлектрического цилиндра.

Рассмотрим слой, в котором  $\epsilon \neq 1$ ,  $\mu = 1$ , находящийся в среде, где  $\epsilon = \mu = 1$ . Пусть поля не зависят от  $y$  (рис. 2.22). Будем, как и прежде, вычислять поля с помощью векторов Герца, имеющих только одну составляющую по оси  $z$ :

$$\Pi_x = 0; \quad \Pi_y = 0; \quad \Pi_z = \Pi(x) e^{i h z};$$

$$\Pi_x^M = 0; \quad \Pi_y^M = 0; \quad \Pi_z^M = \Pi(x) e^{i h z}.$$

Из волнового уравнения  $\Delta \Pi + k^2 \Pi = 0$  следует, что вне слоя имеем

$$\frac{\partial^2 \Pi(x)}{\partial x^2} + g^2 \Pi(x) = 0, \quad (2.80)$$

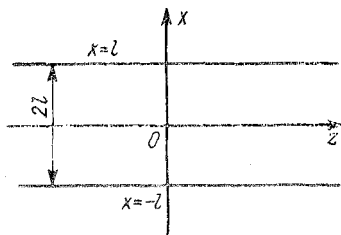


Рис. 2.22. Световод в виде диэлектрического слоя

где  $g^2 = k^2 - h^2$ . В металлических волноводах, как видели,  $g^2$  было положительной величиной, так как  $h^2 < k^2$ . В случае медленных волн, которые будут иметь место при наличии диэлектрика,  $\lambda_p < \lambda$  и, так как  $k = 2\pi/\lambda$ , а  $h = 2\pi/\lambda_p$ ,  $h^2$  оказывается больше  $k^2$ , поэтому  $g^2$  отрицательно. Таким образом, поперечное волновое число  $g$  является чисто мнимым. Обозначим  $-g^2 = p^2 = h^2 - k^2$ , тогда уравнение (2.80) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \Pi(x)}{\partial x^2} - p^2 \Pi(x) = 0,$$

которое, как известно, имеет общее решение в виде

$$\Pi(x) = Ae^{px} + Be^{-px},$$

где  $A$  и  $B$  — произвольные постоянные. Если диэлектрик начинается при  $x = 0$ , то  $x$  будет расстояние от поверхности диэлектрика до точки наблюдения. Первое частное решение не имеет физического смысла, так как оно дает поле, нарастающее с увеличением координаты, поэтому оно должно быть отброшено. Следовательно,

$$\Pi(x) = Be^{-px}. \quad (2.81)$$

Уравнение (2.81) показывает, что вне пластинки поле экспоненциально убывает вместе с координатой, что согласуется с результатами рассмотренной электродинамической задачи в п. 2.2 на полное внутреннее отражение. Из (2.71) находим составляющие электрического и магнитного полей вне диэлектрика:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -jhpBe^{-px+jhz}; & H_y &= -jkbBe^{-px+jhz}; \\ E_z &= -p^2Be^{-px+jhz}; & E_y &= H_x = H_z = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.82)$$

Для области внутри слоя пригодно волновое уравнение (2.80), но при этом следует иметь в виду, что волновое число  $k$  будет теперь определяться выражением  $k = 2\pi n/\lambda$ , где  $n$  — показатель преломления среды. Таким образом,  $g^2 = k^2 n^2 - h^2$ .

Частными решениями данного волнового уравнения будут:

$$\Pi = A_1 \sin gx; \quad (2.83)$$

$$\Pi = A_2 \cos gx, \quad (2.84)$$

что согласно (2.71) позволяет найти компоненты поля. Так, для решения (2.83) получаем:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= jh \frac{\partial \Pi(x)}{\partial x} e^{jhz} = jhgA_1 \cos gxe^{jhz}; \\ E_z &= g^2 \Pi(x) e^{jhz} = g_2 A_1 \sin gxe^{jhz}; \\ H_y &= jkn^2 \frac{\partial \Pi}{\partial x} e^{jhz} = jkgn^2 A \cos gxe^{jhz}; \\ E_y &= H_x = H_z = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.85)$$

Для нахождения характеристического уравнения, позволяющего вычислить фазовую скорость волн, распространяющихся

вдоль пластины, воспользуемся граничными условиями равенства тангенциальных составляющих электрического поля  $E_z$  в двух средах (вне пластины и в пластине), а также равенством тангенциальных составляющих магнитного поля  $H_y$ . Из (2.82) и (2.85) при  $x = l$  находим:

$$-p^2 B e^{-pl} = g^2 A_1 \sin gl;$$

$$-p B e^{-pl} = n^2 g A \cos gl.$$

Отсюда получим

$$pl = \frac{1}{n^2} gl \operatorname{tg}(gl). \quad (2.86)$$

При заданной пластине, т. е. когда ее толщина и показатель преломления известны, уравнение (2.86) определяет необходимые соотношения между  $g$  и  $p$  для волн, которые могут существовать в пластине. Так как  $p$  соответствует как бы поперечному волновому числу вне пластины и по существу определяет затухание в направлении оси  $x$ , а  $g$  — поперечное волновое число в пластине, то распространение волн может быть только при вполне определенном соотношении этих двух величин. Второе частное решение аналогично приводит к соотношению

$$pl = -\frac{1}{n^2} gl \operatorname{ctg}(gl). \quad (2.87)$$

Электрические волны, определяемые уравнениями (2.83), (2.84), имеют различную симметрию относительно пластины  $x = 0$ . Электрическую волну (2.84) называют четной электрической волной, так как ее составляющие  $E_x$  и  $H_y$  определяются  $\cos(gx)$ , т. е. четной функцией. Волна, описываемая (2.83), называется нечетной, так как ее составляющие определяются нечетной функцией. Следует заметить, что в силу четности или нечетности составляющих полей, граничные условия при  $x = l$  удовлетворяются автоматически, если они удовлетворяются при  $x = 0$ . Таким образом, вторую границу можно не рассматривать.

Диаграмма зависимости  $pl$  от  $f(gl)$  для четных волн представлена на рис. 2.23. Для волн в пластинке помимо уравнений (2.86), (2.81) должны быть выполнены также соотношения:

$$\left. \begin{aligned} g^2 &= k^2 n^2 - h^2; & p^2 &= h^2 - k^2; & g^2 + p^2 &= k^2 (n^2 - 1); \\ (gl)^2 + (pl)^2 &= (kl)^2 (n^2 - 1). \end{aligned} \right\} \quad (2.88)$$

Уравнения (2.88) есть уравнение окружности  $x^2 + y^2 = R^2$  с центром в точке 0 и радиусом  $R = kl \sqrt{n^2 - 1}$ . Если пластинка

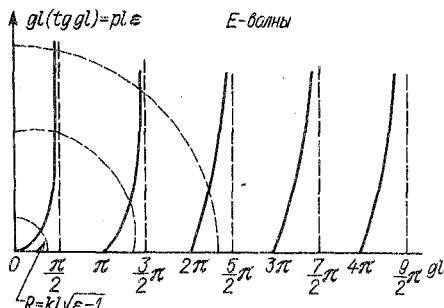


Рис. 2.23. Диаграмма типов колебаний диэлектрического световода

имеет толщину  $l$  и показатель преломления  $n$ , то при заданной частоте  $k$  радиус окружности оказывается заданным. На диаграмме величины  $gl$  и  $pl$ , которые соответствуют волне в пластине, с одной стороны, должны являться точками окружности, определяя значение ее координат  $x$  и  $y$ , а с другой стороны, принадлежать кривым  $pl = f(gl)$ . Очевидно, что эти требования будут удовлетворены в точках пересечения окружности с кривыми  $pl = f(gl)$ . Так как эти окружности пересекают лишь конечное число ветвей кривых  $pl = f(gl)$  (рис. 2.23), то и искомое решение будет иметь лишь конечное число корней.

Из диаграммы видно, что при  $R < \pi$  имеется лишь один корень решения — это волна  $E_{00}$ , при  $\pi < R < 2\pi$  появляется второй корень — волна  $E_{20}$ , при  $3\pi > R > 2\pi$  — третий корень (волна  $E_{40}$ ) и т. д. Чем больше  $R$ , т. е. частота, тем больше число возможных волн в заданной пластинке. Волновые числа этих волн находят из соотношения  $h^2 = k^2 + p^2$ .

Таким же образом определяют и нечетные электрические волны. При заданной пластинке ( $l$  и  $n$ ) и частоте значение  $R$  оказывается известным, затем находят точки пересечения соответствующей окружности с ветвями функции  $gl = f(pl)$ , а значит, типы волн. По определенным из графика значениям  $pl$  и известному значению  $k$  определяют волновое число  $h$  медленных волн, распространяющихся в пластине. Обратим внимание на то, что при  $R < \pi/2$  для нечетных волн решения нет, т. е. нечетные электрические волны в этом случае отсутствуют. При  $R < \pi/2$  появляется волна  $E_{10}$ , при  $R > 3\pi/2$  — волна  $E_{30}$  и т. д. Вообще волны типа  $E_{m0}$  как четные, так и нечетные существуют лишь при условии  $R \geq m\pi/2$ . Частоты, при которых появляются новые распространяющиеся волны, называются критическими частотами.

Вместе с электрическими волнами в пластинке могут распространяться и магнитные волны. Их рассчитывают путем введения магнитного вектора Герца с компонентами  $\Pi_x^m = 0$ ;  $\Pi_y^m = 0$ ;  $\Pi_z^m = \Pi_x e^{jhz}$ .

Заметим, что при очень высоких частотах величина  $R$  становится весьма большой, вместе с тем возрастает и  $pl$ , т. е. волна при удалении от диэлектрика быстро затухает. При таких высоких частотах волновое число  $h = \sqrt{k^2 n^2 - g^2}$  стремится к  $h = kn$ , т. е. волна распространяется с той же скоростью, что и в безграничном диэлектрике. При частотах, лишь немного превышающих критическую частоту,  $p \rightarrow 0$  и  $h \rightarrow k$ , при этом поле в основном расположено вне слоя, а скорость распространения волны близка скорости распространения в вакууме  $c$ .

Электромагнитное поле цилиндрических световодов определяют аналогичным образом при помощи введения вспомогательных электрического  $\Pi$  и магнитного  $\Pi^m$  векторов Герца. При этом используется цилиндрическая система координат.

Векторы Герца для области вне стержня, т. е. при  $r > 0$ , оказываются равными:

$$\Pi_z = B_1 K_m(pr) \sin(m\varphi + \varphi_0) e^{ihz};$$

$$\Pi_z^M = B_2 K_m(pr) \cos(m\varphi + \varphi_0) e^{ihz},$$

для области внутри стержня, т. е. при  $r < a$ , равными:

$$\Pi_z = A_1 J_m(gr) \sin(m\varphi + \varphi_0) e^{ihz};$$

$$\Pi_z^M = A_2 J_m(gr) \cos(m\varphi + \varphi_0) e^{ihz},$$

где  $K_m(pr)$  — функция Макдональда;  $J_m(gr)$  — модифицированная функция Бесселя с индексом  $m$ . Отсюда, используя известные соотношения между  $\Pi$  и  $E$ ,  $H$  определяют составляющие электрического и магнитного полей как в стержне, так и вне его.

Для определения возможных типов волн, как и при рассмотрении электромагнитных волн, распространяющихся по диэлектрической пластинке, может быть применен графический метод.

Заслуживает внимания при этом распространение основной волны, имеющей азимутальный индекс  $m = 1$ . Анализ уравнений, определяющих ее распространение, указывает на большую радиальную ее протяженность.

Покрывая сердечник с достаточно малым поперечным сечением и большим показателем преломления материалом с более низким показателем преломления, можно получить световод, пропускающий один или несколько типов колебаний в оптической зоне.

Заметим, что рассмотрение вопроса о распространении электромагнитных волн в диэлектрических стержнях и световодах имеет большое значение не только с точки зрения канализации электромагнитной энергии по световоду, но и с точки зрения понимания физических процессов, происходящих в лазерах, в которых рабочие тела представляют собой оптические волокна, о чем подробнее будет изложено ниже.

## 2.7. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Как указывалось ранее, одним из основных элементов оптического лазера является резонатор. Термин «резонанс» предполагает нарастание амплитуды электромагнитных волн вследствие многократного отражения их от некоторых отражающих поверхностей.

Колебательная система, представляющая собой некоторый объем диэлектрика, ограниченного замкнутой окружающей поверхностью, носит название объемного резонатора. Объемный резонатор имеет бесчисленное множество собственных резонансных частот. Задача определения параметров объемных резонаторов и их собственных частот сводится к решению уравнений Мак-

светла при соответствующих граничных условиях на стенках. В некоторых случаях задача значительно упрощается, если использовать результаты, полученные при исследовании процессов в других электродинамических системах.

Обычно используемые в электродинамических системах замкнутые резонаторы имеют размеры, соизмеримые с длиной рабочей волны, при этом спектр собственных частот в рабочем диапазоне разрежен настолько, что практически он ограничен всего лишь несколькими, а в некоторых случаях одним видом колебаний. В лазерной технике замкнутые объемные резонаторы применяются редко. Такие резонаторы могут быть использованы лишь в крайней длинноволновой части оптического диапазона. В ИК области и в видимой части спектра ввиду весьма малых  $\lambda$  появляется необходимость использования резонаторов с размерами, значительно превосходящими длину волны. При этом собственные типы колебаний, совпадающие по частоте с частотой переходов в атомах рабочего тела, имеют весьма высокий порядок. Вместе с тем в замкнутых объемных резонаторах спектр собственных частот резонатора с повышением частоты непрерывно увеличивается и становится весьма плотным, т. е. разница между двумя соседними частотами в рабочем диапазоне становится малой. Число колебаний  $\Delta N$ , приходящихся на интервалы частот  $\Delta\omega$ , равно

$$\Delta N = \frac{V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 \Delta\omega, \quad (2.89)$$

где  $V$  — объем резонатора;  $c$  — скорость света.

Для высоких частот, когда длина волны мала по сравнению с размерами резонатора, спектр, как это видно из (2.89), вообще не зависит от формы резонатора и определяется только его объемом. Таким образом, применение закрытых резонаторов в оптическом диапазоне не представляется возможным. Для того чтобы можно было использовать резонаторы в оптическом диапазоне частот, необходимо сделать спектры их собственных частот более редкими и, кроме того, по возможности уменьшить потери в резонаторе, т. е. увеличить их добротность. Оказывается этого можно достигнуть путем удаления боковых стенок резонатора, в результате получается резонатор, называемый открытым. Удаление боковых стенок в резонаторе приводит к тому, что в резонаторе остаются лишь те типы колебаний, которые образуются путем отражения волн от торцовых стенок. Все другие типы волн исчезают, в результате спектр собственных частот открытого резонатора оказывается разреженным по сравнению со спектром аналогичного замкнутого резонатора. В связи с этим наиболее распространенным резонатором оптического квантового генератора является резонатор, состоящий из двух отражающих поверхностей, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Простейшим видом такого резонатора будет являться резонатор,

состоящий из двух плоских зеркал, т. е. представляющий собой по существу вид интерферометра Фабри—Перо. Однако резонатор в лазере может быть образован и двумя сферическими зеркалами. Часто применяется резонатор, образованный одним плоским и другим сферическим зеркалами. Используются также резонаторы, состоящие из нескольких отражающих поверхностей. Если система зеркал обеспечивает циркуляцию луча по замкнутому контуру, то такой резонатор получил название кольцевого.

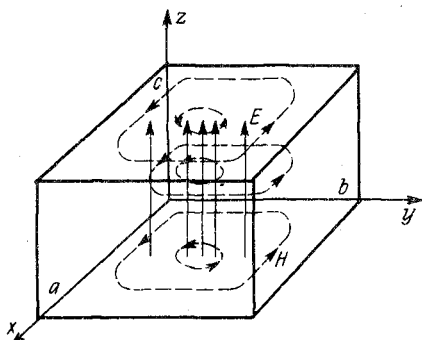


Рис. 2.24. Прямоугольный объемный закрытый резонатор

В качестве отражающих поверхностей, как было указано выше, используются металлические, диэлектрические зеркала, а также призмы полного внутреннего отражения и сетки.

Прежде чем перейти к анализу отдельных типов оптических резонаторов, используемых в лазерной технике, рассмотрим некоторые основные свойства закрытого резонатора на примере прямоугольного объемного закрытого резонатора (рис. 2.24). Определим прежде всего собственные колебания резонатора, полагая, что его стенки обладают идеальной проводимостью и что внутри резонатора среда с  $\epsilon = 1$  и  $\mu = 1$ . Волновое уравнение для вектора, как известно, имеет вид

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0.$$

Решая это уравнение методом разделения переменных и принимая во внимание граничные условия  $E_t = 0$ , т. е. что

$$\text{при } x = 0; x = a \quad E_y = 0; E_z = 0;$$

$$\text{при } y = 0; y = b \quad E_x = 0; E_z = 0;$$

$$\text{при } z = 0; z = c \quad E_x = 0; E_y = 0,$$

а также, что внутри резонатора нет свободных зарядов ( $\text{div } \mathbf{E} = 0$ ), найдем:

$$\begin{aligned} E_x &= A \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{c} z; \\ E_y &= B \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{c} z; \\ E_z &= C \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{c} z, \end{aligned} \quad (2.90)$$

где  $m$ ,  $n$  и  $p$  — целые числа, каждое из которых может принимать значения 0, 1, 2, ...;  $A$ ,  $B$  и  $C$  — комплексные постоянные. Величины  $m\pi/a$ ,  $n\pi/b$  и  $p\pi/c$  представляют собой составляющие

щие волнового вектора  $\mathbf{k}$ , по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , т. е.  $k \cos \alpha = m\pi/a = k_x$ ;  $k \cos \beta = n\pi/b = k_y$ ;  $k \cos \gamma = p\pi/c = k_z$ , где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — углы между направлением вектора  $\mathbf{k}$  и соответствующими осями координат. Таким образом, волновое число  $k$  определяется из уравнения

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{c}\right)^2. \quad (2.91)$$

Составляющие магнитного поля  $\mathbf{H}$  можно найти, воспользовавшись соотношением

$$\mathbf{H} = \frac{1}{jk} \operatorname{rot} \mathbf{E}.$$

Отсюда имеем:

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{\pi}{jk} \left( \frac{n}{b} C - \frac{p}{c} B \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{p\pi z}{c}; \\ H_y &= \frac{\pi}{jk} \left( \frac{p}{c} A - \frac{m}{a} C \right) \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{p\pi z}{c}; \\ H_z &= \frac{\pi}{jk} \left( \frac{a}{m} B - \frac{n}{b} A \right) \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{p\pi z}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (2.92)$$

Таким образом, каждой тройке чисел  $m$ ,  $n$  и  $p$  соответствует некоторое поле в резонаторе, определенное уравнениями (2.90) и (2.92) с волновым числом  $k$ , которое может быть найдено из (2.91). Поле имеет длину волны

$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}}$$

и частоту

$$\nu = \frac{a}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}.$$

Каждой тройке чисел соответствует волна с определенной частотой  $\nu$ , имеющая свое распределение поля и свое определенное направление распространения.

Простейшее колебание в полости будет при  $m = 1$ ,  $n = 1$ ,  $p = 0$  (если два индекса будут равны нулю, то поле вообще исчезает). Оно имеет частоту

$$\nu = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}}.$$

Это так называемая основная собственная частота колебаний резонатора. При этом электрическое поле имеет только одну составляющую по оси  $z$ , т. е.  $E_x = 0$ ;  $E_y = 0$ ;  $E_z \neq 0$ ; магнитное поле по оси  $z$  не имеет составляющей, а отличными от нуля будут составляющие по осям  $x$  и  $y$ :  $H_z = 0$ ;  $H_x \neq 0$ ;  $H_y \neq 0$ .

Заметим, что множитель  $\pm j$ , стоящий в формулах для магнитного поля, показывает, что магнитное поле сдвинуто по фазе



на  $\pi/2$  относительно электрического. При стоячих волнах в резонаторе бывает момент времени  $t$ , когда вся энергия сосредоточена в магнитном поле. Электрическое поле в этот момент времени отсутствует, и бывают моменты ( $t_1 = t + T/4$ ), когда вся энергия сосредотачивается в электрическом поле, в этот момент времени магнитное поле отсутствует.

На примере прямоугольного замкнутого резонатора видно, что резонаторы имеют дискретные резонансные частоты колебаний. Это означает, что каким бы способом ни пытались возбудить какое-либо колебание данного типа, никаких полей правильной формы в резонаторе не возникает до тех пор, пока частота возбуждения не будет в точности равна резонансной частоте. Однако при определении собственных частот резонатора этот результат получен в предположении, что проводимость стенок резонатора равна бесконечности и никаких потерь энергии в стенках резонатора, а также в диэлектрике, заполняющем резонатор, не происходит. В действительности проводимость стенок имеет вполне определенное значение, не исключается возможность также потерь и в среде, заполняющей резонатор. Действительно, в резонаторе, заполненном веществом, частота колебаний  $\omega_b$  отлична от частоты  $\omega$  незаполненного резонатора, причем

$$\omega_b = \omega / \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Если  $\epsilon$  и  $\mu$  — комплексные величины, то частота оказывается также величиной комплексной:  $\omega_b = \omega' - j\omega''$ . Мнимая часть  $\omega_b$  при этом определяет затухание колебаний. И то и другое приводит к потере энергии при колебаниях. Возникшие в резонаторе колебания при отсутствии источника энергии, восполняющего потери, будут затухающими. Такого рода затухающие колебания имеют не одну частоту, а представляют собой суперпозицию частот, расположенных около резонансной частоты  $\omega_0$ . Таким образом, в действительности имеется некоторый узкий интервал частот, внутри которого возможно возбуждение резонатора. Кривая зависимости интенсивности возникающих в резонаторе колебаний от частоты воздействующего на него колебания (резонансная кривая) имеет вполне определенную форму и полуширину. Острота резонансной кривой определяется относительными потерями в резонаторе за один период, т. е. его добротностью

$$Q = \frac{\omega_0}{2\pi} \frac{\text{Запасенная энергия}}{\text{Мощность потерь}}.$$

Если запасенная в резонаторе энергия будет  $W$ , то мощность потерь равна взятой с обратным знаком производной по времени от  $W$ :

$$\frac{dW}{dt} = - \frac{\omega_0}{2\pi} \frac{W}{Q},$$

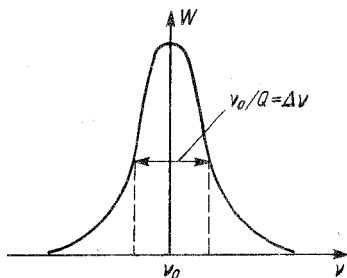


Рис. 2.25. Резонансная кривая резонатора

отсюда

$$W_t = W_0 e^{-\frac{\omega_0}{2\pi Q} t}. \quad (2.93)$$

Таким образом, видим, что запасенная в начальный момент времени энергия  $W_0$ , экспоненциально убывает со скоростью, причем коэффициент затухания оказывается обратно пропорциональным добротности резонатора.

Из (2.93) следует, что напряженность электрического поля в резонаторе изменяется в течение времени по закону

$$E_t = E_0 e^{-\frac{\omega_0}{4\pi Q} t} e^{-i\omega_0 t}.$$

Отсюда, представляя  $E(t)$  через интеграл Фурье, находим

$$E_t = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{4\pi Q}} e^{i(\omega - \omega_0)t} dt.$$

Произведя соответствующее интегрирование, найдем следующее распределение энергии по частоте в резонаторе:

$$|E(\nu)| \approx \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + [\nu_0/(2Q)]^2},$$

где произведена соответствующая замена  $\omega$  на  $2\pi\nu$ . Таким образом, видим, что резонансная кривая имеет лоренцову форму (рис. 2.25). На высоте, равной половине максимального значения энергии, ширина спектральной линии резонатора равняется  $\nu_0/Q$ . Половина этой величины, т. е.  $\nu_0/(2Q) = \alpha$ , называется полушириной резонансной кривой. Таким образом, в соответствии с тем, что было сказано ранее, полуширина спектральной линии резонатора обратно пропорциональна его добротности, или, так как добротность обратно пропорциональна потерям, резонансная кривая имеет размытость, прямо пропорциональную потерям. Острая кривая получается только в резонаторе, обладающем весьма малыми потерями.

Из (2.93) следует, что при наличии затухания энергия в резонаторе уменьшается в  $e$  раз за время  $\tau = 2\pi Q/\omega_0 = Q/\nu_0$ . Так как  $\nu_0 = 1/T_0$ , где  $T_0$  — время, требуемое для одного колебания, то  $Q = \tau/T$ . Таким образом, добротность резонатора определяет число свободных колебаний, необходимое для уменьшения зна-

чения энергии в нем до 0,368 начального значения, а величина  $\tau$  может быть рассмотрена как время «звучания» резонатора.

Поскольку добротность определяется потерями энергии, а последние зависят от частоты, то и добротность резонатора является функцией частоты. В пустых резонаторах колебания затухают вследствие потерь в стенках. Потери в стенках реального резонатора являются потерями на джоулево тепло; в реальных проводниках они тем больше, чем меньше глубина проникновения электромагнитных волн внутрь металла, т. е. чем меньше толщина скин-слоя  $d$ , который убывает при возрастании частоты. Таким образом, добротность резонатора имеет различные значения для различных собственных частот резонатора. Наибольшей добротностью резонаторы обладают при самых низких типах колебаний, которые в них возникают, т. е. при основных частотах. Это обстоятельство наряду с необходимостью разрежения спектра собственных частот приводит к тому, что размеры закрытых резонаторов выбираются соизмеримыми с рабочей длиной волны.

В оптическом диапазоне, как уже указывалось, необходимо использовать резонаторы другого типа — открытые, обладающие не только сильно разряженным спектром собственных частот, но в то же время и достаточно высокой добротностью на возникающих в них колебаниях высших типов. Высокая добротность в открытых системах осуществляется благодаря одному из трех физических явлений, происходящих в них: 1) отражения электромагнитных волн от краев резонатора; 2) образования каустических поверхностей; 3) явления полного внутреннего отражения, о чем более подробно будет изложено ниже.

## 2.8. РЕЗОНАТОРЫ С ПЛОСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

Начнем рассмотрение открытых резонаторов с наиболее простого типа, представляющего собой два плоских параллельных зеркала, расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Такая система является по существу известным в оптике интерферометром Фабри—Перо. На рис. 2.26 показана система из двух плоских зеркал с падающей на нее под углом  $\theta$  к оси плоской волной. При этом, если выполнено условие  $2d \cos \theta = q\lambda$  или  $2d \approx q\lambda$  (последнее для волн, распространяющихся вдоль оси), где  $q$  — целое число, то в пространстве между зеркалами возникают стоячие волны. Однако такая простейшая теория может быть использована только для резонатора, имеющего зеркала, размер которых значительно больше расстояния между зеркалами, при возбуждении его внешним источником света. В лазерах

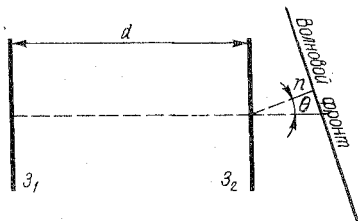


Рис. 2.26. Резонатор с двумя плоскими зеркалами

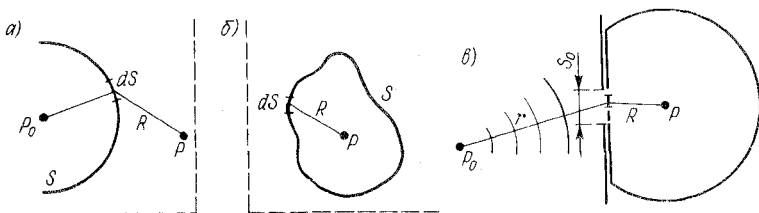


Рис. 2.27. Волновые поверхности Кирхгофа

обычно используются резонаторы типа Фабри—Перо, в которых размеры зеркал значительно меньше длины резонатора, при этом появляется необходимость учитывать искажение фронта на краях зеркал и возникающие при этом дифракционные потери.

Проблема нахождения распределения поля и определения собственных частот в интерферометре с зеркалами ограниченного размера приводит к краевой задаче, которая не решается обычными методами в явном виде. Для этой цели может быть использован метод, предложенный Фоксом и Ли, который заключается в рассмотрении однородной плоской волны, начинающей свое распространение с одного из зеркал интерферометра. Применяя принцип Гюйгенса-Кирхгофа, вычисляют распределение поля на другом зеркале. Найдя это распределение, отраженную от второго зеркала волну берут за исходную и вычисления повторяют и т. д. После большого числа таких операций оказывается, что распределение поля на зеркалах приходит к определенному предельному значению и не меняется при последующих прохождении волны, при этом уменьшается лишь общая амплитуда из-за дифракционных потерь. Полученное распределение и принимают за нормальный тип колебаний. В методе Фокса и Ли считается, что внутри резонатора нет поглощающей или усиливающей среды, и он является чисто пассивным. Начальное распределение интенсивности поля на поверхности первого зеркала произвольно. Выражение принципа Гюйгенса используется в виде скалярного интеграла Френеля. Рассмотрим данный метод несколько подробнее.

Согласно принципу Гюйгенса—Френеля световое возмущение в некоторой точке  $P$  возникает вследствие суперпозиции вторичных волн, испускаемых элементами поверхности, находящейся между точкой  $P$  и источником света  $P_0$  (рис. 2.27, а). Кирхгоф придал этой теореме строгий математический вид и показал, что значение поля в произвольной точке  $P$  выражается через значение искомой величины и ее первой производной во всех точках произвольной замкнутой поверхности, окружающей точку  $P$ .

Пусть  $\psi_1(x, y, z, t) = \psi(x, y, z, t)e^{-i\omega t}$  представляет монохроматическую скалярную волну. Согласно теореме Кирхгофа для скалярного поля

$$\psi(P) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \psi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\exp ikR}{R} \right) - \frac{\exp ikR}{R} \frac{\partial \psi}{\partial n} \right\} dS, \quad (2.94)$$

где  $\partial/\partial n$  означает дифференцирование вдоль внутренней нормали к поверхности  $S$ ;  $R$  — расстояние от точки  $P$  до элемента поверхности.

Используя (2.94), оказывается возможным определить возмущение от точки  $P_0$  в некоторой произвольной точке  $P$  (рис. 2.27, в), находящейся за экраном с отверстием  $S_0$ . Будем исходить из предположения, что линейные размеры отверстия велики по сравнению с длиной волны, но малы по сравнению с расстояниями от  $P_0$  и  $P$  до экрана. Возьмем в качестве замкнутой поверхности бесконечную плоскость, включающую отверстие и сферу бесконечного радиуса, и положим, что на отверстии значения  $\psi$  и  $\partial\psi/\partial n$  мало отличаются от тех значений, которые они имели бы при отсутствии экрана, а на остальной части поверхности  $\psi$  и  $\partial\psi/\partial n$  равны нулю. Пренебрегая в производных по нормали членами, малыми по сравнению с  $k$ , найдем

$$\psi(P) = -\frac{jAk}{4\pi} \iint \frac{\exp[jk(R+r)]}{S_0 Rr} [\cos(nr) - \cos(nR)] dS. \quad (2.95)$$

Это так называемая дифракционная формула Френеля—Кирхгофа.

Очевидно, что вместо  $S_0$  можно взять любую другую поверхность, границы которой совпадают с краями отверстия. Если вместо  $S_0$  взять часть падающего волнового фронта  $S_q$ , то при достаточно большом радиусе кривизны фронта формула (2.95) может быть представлена в виде

$$\psi(P) = \frac{jk}{4\pi} \frac{A \exp(jkS)}{r} \int_{S_0} \frac{e^{jkR}}{R} (1 + \cos \theta) dS, \quad (2.96)$$

так как  $\cos(nr) = 1$ , а  $\theta = \pi - (nR)$ .

Формула (2.96) берется за основу в рассматриваемом методе. Использование формул, имеющих место для скалярного поля, обусловлено предположением, что электромагнитные волны в резонаторе квазипоперечные и линейно поляризованные.

Согласно (2.96) амплитуда поля в некоторой точке  $P$  на поверхности второго зеркала, обусловленная освещенной поверхностью  $A$ , т. е. первым зеркалом, при заданном распределении поля определяется выражением

$$\psi_P = \frac{jk}{4\pi} \int_{S_0} \psi_a \frac{e^{jkR}}{R} (1 + \cos \theta) dS, \quad (2.97)$$

где  $\psi_a$  — амплитуда поля в некоторой точке  $a$  поверхности первого зеркала;  $R$  — расстояние между точками  $a$  и  $P$ ;  $\theta$  — угол между нормалью  $n$  к зеркалу и  $R$  [в данном случае (2.95)  $\cos(nS) = 1$ ].

Рассматривая волну в резонаторе, попеременно отражающуюся от его зеркал, найдем, что после  $q$  проходов поле у одного зеркала связано с полем, отраженным от другого зеркала, соотношением

(2.97), где  $\psi_p$  следует заменить на  $u_{(q+1)}$  — поле рассматриваемого зеркала, а  $\psi_a$  на  $u_q$  — поле у противоположного зеркала, вызывающее появление поля  $u(q+1)$ :

$$u_{(q+1)} = \frac{jk}{4\pi} \int_A u_q \frac{e^{-jkR}}{R} (1 + \cos \theta) dS. \quad (2.98)$$

При увеличении числа  $q$ , т. е. после многочисленных проходов, распределение поля у зеркал будет подвергаться незначительным изменениям от отражения к отражению и со временем станет стационарным. На этой стадии распределение поля на обоих зеркалах должно совпадать с точностью до постоянного комплексного множителя, отвечающего за изменение амплитуды и фазы при прохождении волны от одного зеркала к другому. Это условие можно представить в виде

$$u_q = (1/\gamma)^q v, \quad (2.99)$$

где  $v$  — функция распределения ( $v$  зависит только от положения точки на поверхности зеркала и не изменяется от отражения к отражению);  $\gamma$  — постоянная, не зависящая от пространственных координат.

Из (2.98) и (2.99) получим следующее интегральное уравнение:

$$v = \gamma \int_A K v dS, \quad (2.100)$$

в котором ядро интегрального уравнения

$$K = \frac{k}{4\pi R} (1 + \cos \theta) e^{-jkR}. \quad (2.101)$$

Собственные функции  $u_n$ , удовлетворяющие уравнению (2.100), соответствующие различным собственным значениям  $\gamma_n$ , описывают распределение поля по поверхности зеркала и представляют собой различные нормального типа колебания, т. е. моды резонатора;  $\ln \gamma$  определяет постоянную распространения, связанную с данным нормальным типом колебаний. Постоянная распространения является величиной комплексной. Действительная ее часть определяет потери за один проход, а мнимая — соответствующий сдвиг фазы за один проход, добавляемый к геометрическому фазовому сдвигу. Интегральное уравнение (2.100) решается методом последовательных приближений на ЭВМ. Следует заметить, что когда решения становятся стационарными, можно взять любую точку на волновом фронте на зеркале, например центр зеркала, и изучить изменения фазы и амплитуды от отражения к отражению. Фокс и Ли провели решение на вычислительной машине для прямоугольных плоских зеркал, круглых плоских зеркал и конфокальных сферических зеркал.

Для наиболее часто встречающихся круглых зеркал (рис. 2.28) формула (2.100) принимает следующий вид:

$$v(r_2, \varphi_2) = \gamma \int_0^a \int_0^{2\pi} K(r_2, \varphi_2, r_1, \varphi_1) v_1(r_1, \varphi_1) r_1 dr_1 d\varphi_1.$$

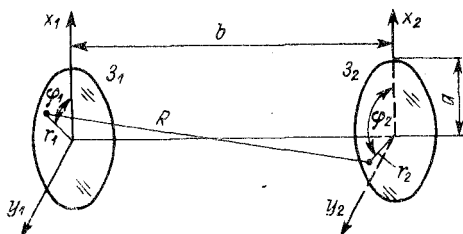


Рис. 2.28. Геометрия резонатора с круглыми плоскими зеркалами

Если выполнено условие  $a^2/b\lambda \ll (b/a)^2$ , то правую часть можно проинтегрировать по  $\varphi$ , в результате чего получим

$$v(r, \varphi) = R_n(r) e^{-in\varphi},$$

где  $n$  — целое число, а

$$R_n(r_2) \sqrt{r_2} = \gamma_n \int_0^a (j)^{n+1} \frac{K}{b} J_n\left(\frac{K r_1 r_2}{b}\right) \sqrt{r_1 r_2} \times \\ \times e^{-\frac{jK(r_1^2 + r_2^2)}{2b}} R_n(r_1) \sqrt{r_1} dr_1. \quad (2.102)$$

Здесь  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка.

Уравнение (2.101) является однородным линейным интегральным уравнением второго рода с непрерывным и симметричным ядром. Его собственные функции

$$v_{nm}(r, \varphi) = R_{nm}(r) e^{-in\varphi},$$

соответствующие дискретным собственным значениям  $\gamma_{nm}$ , описывают распределение поля на круглом зеркале и представляют собой различные моды резонаторов. Нормальные типы колебаний являются поперечными электромагнитными и обозначаются как  $TEM_{nm}$ , где  $n$  — индекс, характеризующий их угловое;  $m$  — радиальное распределение;  $R_{nm}$  описывает радиальное распределение амплитуды поля, угловое распределение носит синусоидальный характер. Константу распространения для данной моды  $\ln \gamma_{nm}$  вычисляют из (2.102).

Условие резонанса той или другой моды требует, чтобы изменение фазы волны при прохождении от одного зеркала к другому и обратно было целым числом, кратным  $2\pi$ , что эквивалентно  $b = q\lambda/2$ . Таким образом, собственные типы колебаний резонатора отождествляются с модами  $TEM_{nmq}$ .

Основным параметром, как и для резонатора с прямоугольными зеркалами, является число Френеля  $N = a^2/b\lambda$ , равное числу зон Френеля на поверхности одного зеркала при наблюдении из центра другого. На рис. 2.29 и 2.30 приведены соответственно распределение амплитуды и фазы поля лазера на поверхности зеркал для мод  $TEM_{10q}$  и  $TEM_{00q}$  при разных  $N$ .

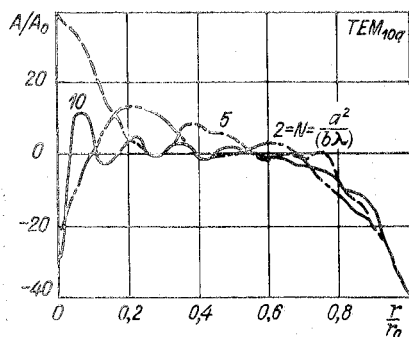


Рис. 2.29. Распределение амплитуды поля на поверхности зеркал для моды  $TEM_{10q}$  при разных  $N$

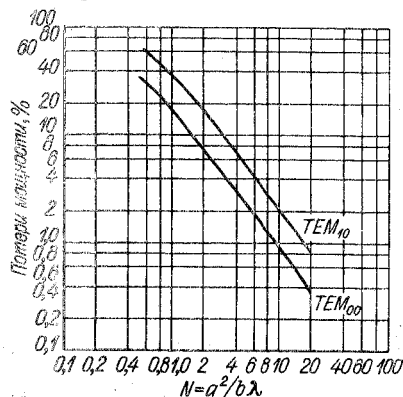


Рис. 2.31. Зависимости потерь мощности на один проход от  $N$  для мод  $TEM_{00q}$

о том, что собственные колебания в открытых резонаторах с плоскими зеркалами имеют характер волноводных волн между параллельными плоскостями при частотах, лишь немного превышающих критические частоты. Такие волны, приходя к краю резонатора, почти не излучают, а имея коэффициент отражения, близким к единице, отражаются обратно.

## 2.9. РЕЗОНАТОРЫ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

В качестве резонатора в лазерах часто используется другой тип интерферометра, который обладает рядом практических преимуществ перед интерферометром Фабри—Перо. Им является интерферометр Коннэ, который образуется двумя идентичными вогнутыми зеркалами, фокусы которых расположены в одной и

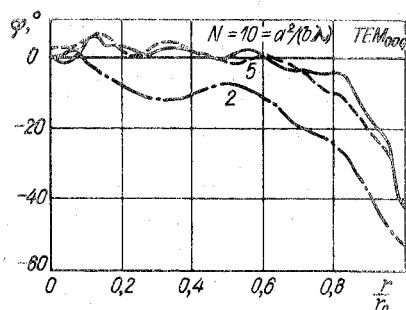


Рис. 2.30. Распределение фазы поля для моды  $TEM_{00q}$

На рис. 2.31 приведены зависимости потерь мощности на один проход от  $N$  для мод  $TEM_{00q}$  и  $TEM_{10q}$ . Как видно, потери мощности минимальны для низшей (основной) моды.

Метод Фокса и Ли не дает аналитического выражения распределения поля на поверхности зеркал. Используя аналогию с теорией волноводов, Вайнштейн получил аналитические решения данной задачи. Его результаты хорошо согласуются с численными решениями Фокса и Ли. Задача решается исходя из представления



той же точке. Такая система часто называется конфокальным резонатором. Электромагнитное поле в такой системе исследовалось также Фоксом и Ли вышеописанным методом. Одна из исследованных ими конфигураций зеркал представляла собой конфокальную систему, образованную сферическими зеркалами с круговым поперечным сечением (рис. 2.32). В этом случае уравнение (2.97) принимает следующий вид:

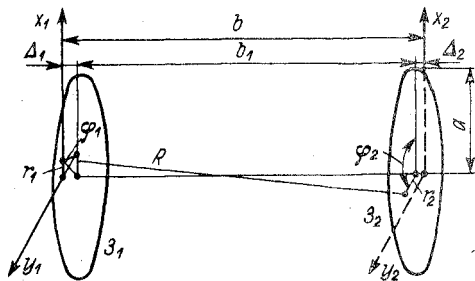


Рис. 2.32. Конфокальная система, образованная сферическими зеркалами с круговым поперечным сечением

$$u_{q+1}(r_2\varphi_2) = \frac{j}{2\lambda} \int_0^a \int_0^{2\pi} u_q(r_1\varphi_1) \frac{e^{-jkR}}{R} \left(1 + \frac{b_1}{R}\right) r_1 dr_1 d\varphi_1.$$

(2.103)

Здесь

$$R = \sqrt{b_1^2 + r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)},$$

а расстояние  $b_1$  определяется соотношением  $b_1 = b - \Delta_1 - \Delta_2$ , где  $\Delta_i = b - \sqrt{b^2 - r_i^2}$ ,  $i = 1, 2$ . Если  $b/a$  велико, то  $\Delta_i \approx \approx r_i^2/2b$ .

Сферическое зеркало с малой кривизной хорошо аппроксимирует параболическое зеркало. В этом случае значение  $\Delta_i \approx \approx r_i^2/(2b)$  является точным и уравнение (2.103) при  $a^2/(b\lambda) \ll \ll (b/a)^2$  существенно упрощается, принимая вид

$$u_{q+1}(r_2, \varphi_1) = \frac{je^{-jkb}}{\lambda b} \int_0^a \int_0^{2\pi} u_q(r_1\varphi_1) e^{jk(r_1r_2/b) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} r_1 d\varphi_1 dr_1.$$

Соответствующее интегральное уравнение имеет вид

$$v(r_2\varphi_2) = \gamma \int_0^a \int_0^{2\pi} K(r_2, \varphi_2, r_1, \varphi_1) v(r_1, \varphi_1) r_1 d\varphi_1 dr_1.$$

Так же, как и в случае плоских зеркал, решением интегрального уравнения будет

$$v(r, \varphi) = S_n(r) e^{-jn\varphi},$$

где  $n$  — целое число. Величина  $S_n(r)$  удовлетворяет приведенному интегральному уравнению

$$S_n(r_2) \sqrt{r_2} = \gamma_n \int_0^a K_n(r_2, r_1) S_n(r_1) \sqrt{r_1} dr_1,$$

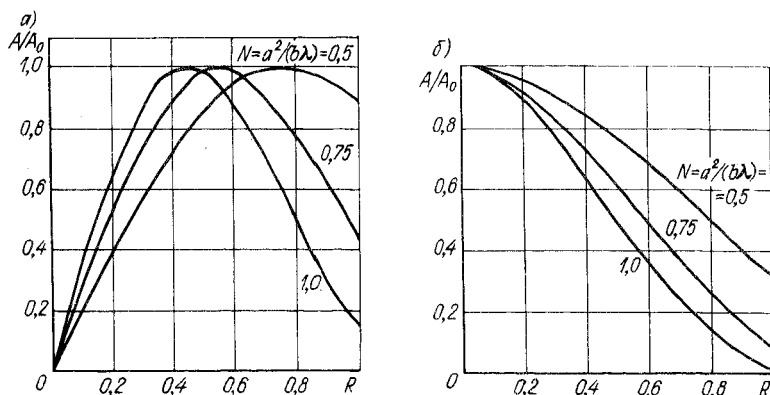


Рис. 2.33. Распределение относительной амплитуды колебаний для конфокальных сферических зеркал: а —  $TEM_{10}$ ; б —  $TEM_{00}$

где

$$K_n(r_2 r_1) = \frac{j^{(n+1)} K}{b} J_n \left( K \frac{r_1 r_2}{b} \right) \sqrt{r_1} \sqrt{r_2}.$$

Набор функции  $v$  при различных  $n$  описывает распределение поля на зеркале. Рассчитанные на ЭВМ распределения поля для типов колебаний  $TEM_{00}$  и  $TEM_{10}$  показаны на рис. 2.33. Распределение фазы однородно по поверхности зеркал. На рис. 2.34 приведены рассчитанные зависимости потерь мощности за один

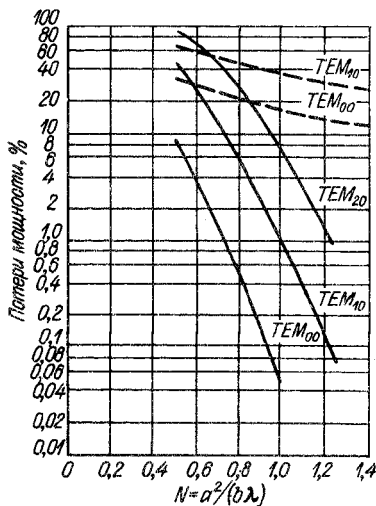


Рис. 2.34. Зависимость потерь мощности за один проход от числа Френеля для различных типов колебаний для конфокальных сферических зеркал

проход от числа Френеля для различных типов колебаний для конфокальных (сплошные кривые) и круглых плоских зеркал (штриховые кривые). Таким образом, в конфокальном резонаторе имеется существенное отличие поля от поля резонатора с плоскими круглыми зеркалами. Поле значительно сильнее сконцентрировано у оси отражателей, амплитуда поля на поверхности зеркал быстро падает по мере перемещения от оси системы к периферии. Вследствие этого значительно уменьшается влияние искажения волнового фронта на краях зеркал, что, в свою очередь, приводит к уменьшению дифракционных потерь. Поверхность зеркал в конфокальном отражателе совпадает с фазовым фронтом, т. е. явля-

ется поверхностью равных фаз. Наконец, необходимо отметить, что для конфокальной системы условия юстировки существенно упрощаются. При этом не требуется строгой параллельности зеркал как в резонаторе с плоскими зеркалами, необходимо лишь, чтобы центры кривизны одного зеркала находились на поверхности другого зеркала, не очень близко к краю. Вышеуказанные преимущества конфокальных зеркал обеспечили их широкое применение в лазерной технике. Однако резонаторы со сферическими зеркалами имеют и свои недостатки. Одним из них является значительно большая расходимость лазерного луча, о чем подробно будет изложено ниже.

Приблизительно одновременно с работами Фокса и Ли Бойд и Гордон решили задачу о конфокальных резонаторах аналитически. При этом они рассчитали поле не только на поверхности зеркал, но и во всем пространстве между зеркалами. Расчеты Бойда и Гордона показывают, что поле конфокального резонатора при больших значениях числа Френеля определяется приближенным выражением

$$\frac{E_{mn}}{E_0} = \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} H_m \left( X \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \right) H_n \left( Y \sqrt{\frac{2}{1+\xi^2}} \right) \times \\ \times e^{-\left[ \frac{2\pi}{R_1 \lambda} \frac{x^2+y^2}{1+\xi^2} \right]} e^{-i\psi_{mn}}, \quad (2.104)$$

где  $H_m$  и  $H_n$  — полиномы Эрмита;  $X = x [2\pi/(R_1 \lambda)]^{1/2}$ ;  $Y = y [2\pi/(R_1 \lambda)]^{1/2}$ ;  $\xi = 2z/R_1$  при отсчете  $z$  от центра резонатора;  $R_1$  — радиус кривизны конфокальных отражателей, равный расстоянию  $b$  между ними;

$$\psi_{mn} = K \left[ \frac{R_1}{2} (1 + \xi) + \frac{\xi}{1 + \xi^2} \frac{X^2 + Y^2}{R_1} \right] - \\ - (1 + m + n) \left( \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \right). \quad (2.105)$$

Из (2.105) следует, что поверхность равной фазы, пересекающая ось  $z$  в точке  $z_0$ , определяется уравнением

$$z - z_0 \approx \frac{\xi}{1 + \xi^2} \frac{X^2 + Y^2}{R_1},$$

т. е. поверхности постоянной фазы поля внутри резонатора оказываются сферическими с радиусом кривизны

$$R' = \left| \frac{1 + \xi_0^2}{2\xi_0} \right| R_1.$$

При  $\xi_0 = \pm 1$  эта поверхность, как и следовало ожидать, совпадает с поверхностью сферического отражателя. Плоскость симметрии резонатора ( $\xi_0 = 0$ ) является поверхностью равной фазы.

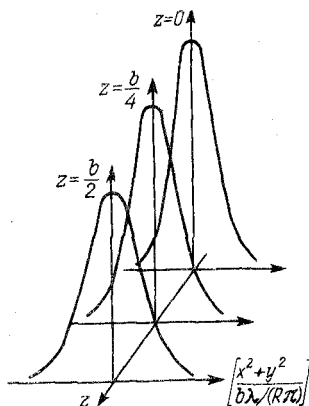
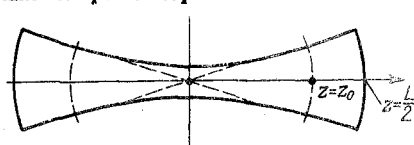


Рис. 2.35. Распределение поля в конфокальном резонаторе для колебаний типа TEM<sub>00q</sub> (z = 0 соответствует центру колебаний)

Рис. 2.36. Сечение пучка в конфокальном резонаторе



Распределение поля в конфокальном резонаторе дается модулем выражения (2.104). На рис. 2.35 показано распределение поля для типа колебаний наинизшего порядка, т. е. TEM<sub>00</sub>. Приближенно изменение амплитуды в зависимости от  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  определяется выражением

$$A = Ce^{\frac{-kr^2}{R_1(1+\xi^2)}}.$$

$$\text{При } r = r_e = \sqrt{\frac{R_1\lambda}{2\pi}(1+\xi^2)} \quad (2.106)$$

амплитуда уменьшается в e раз. Так, на поверхности зеркал при  $z = R_1/2$   $\xi = 1$  и  $r_e = \sqrt{R_1\lambda/\pi}$  в фокусе, т. е. при  $z = 0$ ,  $\xi = 0$  получается наименьший размер пятна при  $r = \sqrt{R_1\lambda/(2\pi)}$ . Таким образом, сечение пучка в фокусе сжимается до половины его сечения на поверхности зеркал. Радиус пятна на отражателе, как это следует из (2.106), не зависит от размера отражателя. Как указывалось ранее, дифракционные потери зависят от амплитуды поля на краях зеркал. Чем меньше амплитуда поля на краю зеркала, тем меньше потери мощности. Так как увеличение размера отражателя не влияет на размеры пятна, то очевидно, что увеличение размера отражателя будет сопровождаться уменьшением поля на краю зеркала, что, в свою очередь, будет приводить к соответствующему уменьшению дифракционных потерь.

Угловая ширина диаграммы рассеяния (рис. 2.36) сферической волны TEM<sub>00q</sub> характеризуется отношением диаметра пятна, определяемого (2.106), к расстоянию от центра резонатора.

Ширина пучка между точками половинной мощности равна

$$\theta = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda}{R}} = 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{R}} \text{ рад.}$$

Резонансная длина волны для конфокальной системы с отражателями, имеющими одинаковые размеры, определяется выражением

$$\frac{4R_1}{\lambda_{\text{мл}q}} = 2q + (1 + m + n). \quad (2.107)$$

Из (2.107) видно, что увеличение значения  $m + n$  на две единицы и уменьшение значения  $q$  на единицу приводят к получению одной и той же резонансной длины волны. Это вырождение может быть снято при помощи неконфокального расположения зеркал. Из (2.107) следует, что собственная частота резонатора будет

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4R_1} (2q + 1 + m + n). \quad (2.108)$$

Минимальный интервал частот соответствует изменению  $m$  или  $n$  на единицу и равен

$$\Delta\nu = \nu_{mnq} - \nu_{m-1, nq} = \frac{c}{4R_1}.$$

Интервал частоты между соседними продольными модами в два раза больше.

Рассмотрим резонатор, состоящий из двух одинаковых сферических зеркал радиуса кривизны  $R$ , расположенных на произвольном расстоянии друг от друга. Свойства такого резонатора могут быть определены путем приведения его к соответствующему конфокальному резонатору. Такое действие оказывается возможным ввиду того, что поле конфокального резонатора имеет сферические поверхности равной фазы. Очевидно, что конфокальный резонатор с расстоянием между зеркалами, в котором какие-либо две поверхности постоянной базы совпадают с поверхностями заданных зеркал, будет иметь поле, совпадающее с искомым. Поскольку радиус кривизны сферической поверхности равной фазы в конфокальном резонаторе равен

$$R' = \frac{1 + \xi_0^2}{2\xi_0} R_1,$$

то, полагая  $\xi_0 = 2z_0/R_1 = b/b_0$ , получим расстояние между зеркалами эквивалентного конфокального резонатора

$$b_0 = \sqrt{b(2R - b)}.$$

Условие резонанса (2.108) при этом имеет следующий вид:

$$2b/\lambda_{mnq} = q + \frac{1}{\pi} (1 + m + n) \arccos(1 - b/R). \quad (2.109)$$

Размер пятна на отражателях для основного типа колебаний  $TEM_{00q}$  моды определяется выражением

$$r_e' = \sqrt{\frac{b\lambda}{\pi} \left[ 2\frac{b}{R} - \left( \frac{b}{R} \right)^2 \right]^{-1/4}}. \quad (2.110)$$

При заданном расстоянии между зеркалами  $b$  он является минимальным при  $R = b$ , т. е. при выполнении условия конфокальности. При  $R = b/2$ , что соответствует сферическому резонатору, размер пятна на отражателе становится очень большим.

Несколько позже метод эквивалентного конфокального резонатора был распространен на случай неконфокальности распо-

ложенных зеркал разного размера и разного радиуса кривизны. Для зеркал с радиусом кривизны  $R_1$  и  $R_2$  расстояние между зеркалами должно удовлетворять соотношению

$$2B = R_1 + R_2 \pm \sqrt{R_1^2 - b_s^2} \pm \sqrt{R_2^2 - b_s^2},$$

где  $b$  есть так называемый конфокальный параметр, изменяя который можно получить разные резонаторы. Условие резонанса в этом случае имеет вид

$$\frac{2b}{\lambda_{mnq}} = q + \frac{1}{\pi} (1 + m + n) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{b}{R_1}\right) \left(1 - \frac{b}{R_2}\right)}. \quad (2.111)$$

Выражение (2.111) при  $R_1 = R_2$  переходит в (2.109).

Размеры пятен на зеркалах находят, используя соотношения:

$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda R_1}{\pi} \left[ \frac{(R_2 - b)b}{(R_1 - b)(R_1 + R_2 - b)} \right]^{1/4}}, \quad (2.112)$$

$$r_2 = \sqrt{\frac{\lambda R_2}{\pi} \left[ \frac{(R_1 - b)b}{(R_2 - b)(R_1 + R_2 - b)} \right]^{1/4}}. \quad (2.113)$$

Как это видно из (2.112) и (2.113), для резонаторов, состоящих из отражателей с неравными радиусами кривизны, размеры пятен на каждом отражателе различны. При изменении расстояния между отражателями  $b$ , обуславливающего увеличение пятен, происходит приближение к области больших потерь. При  $R_1 < b < R_2$  или  $b > R_1 + R_2$  размеры пятен становятся мнимыми. Это означает, что дифракционные потери в резонаторной системе становятся весьма большими.

Можно показать, что области с большими дифракционными потерями, т. е. с неустойчивыми модами (2.111), определяются следующими неравенствами:

$$\begin{aligned} \left(\frac{b}{R_1} - 1\right) \left(\frac{b}{R_2} - 1\right) &\leq 1; & \left(\frac{b}{R_1} - 1\right) \left(\frac{b}{R_2} - 1\right) &\geq 0; \\ 1 &> \left(\frac{b}{R_1} - 1\right) \left(\frac{b}{R_2} - 1\right) &> 0. \end{aligned}$$

Если в прямоугольной координатной системе по осям  $X$  и  $Y$  отложить величины  $b/R_1$  и  $b/R_2$  (рис. 2.37), то область больших дифракционных потерь будет с одной стороны ограничена гиперболой, определяемой уравнением

$$\left(\frac{b}{R_1} - 1\right) \left(\frac{b}{R_2} - 1\right) = 1.$$

Эти области на рисунке заштрихованы. Между областями высоких потерь располагается область малых потерь. Приведенная диаграмма позволяет оценить устойчивость различных резонаторов с произвольными сферическими зеркалами. В зависимости от радиусов кривизны зеркал и расстояния между ними точка,

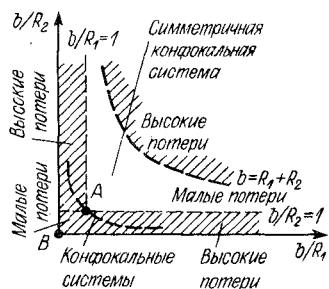


Рис. 2.37. Диаграмма устойчивости резонаторов

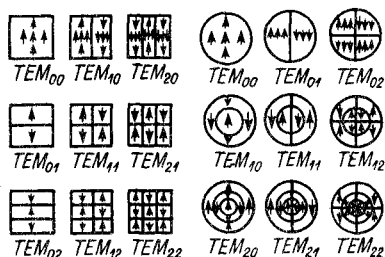


Рис. 2.38. Конфигурация поля для различных типов колебаний в резонаторах с плоскими и сферическими зеркалами

соответствующая данному резонатору, определяемая координатами  $b/R_1$  и  $b/R_2$ , может оказаться в той или иной области. В соответствии с этим резонатор будет являться либо устойчивым, либо неустойчивым. В устойчивых резонаторах имеет место периодическая фокусировка пучков, отражающихся от зеркал, вследствие этого дифракционные потери значительно меньше других пучков потерь. В неустойчивых резонаторах фокусировка отраженных пучков отсутствует, и таким образом, при каждом отражении значительная доля энергии выходит из резонатора.

Различным резонаторным системам будут соответствовать на диаграмме точки, принадлежащие различным областям. Так, симметричному конфокальному резонатору ( $R_1 = R_2 = b$ ) будет соответствовать точка A. Резонатор с плоскими зеркалами ( $R_1 = R_2 = \infty$ ) отображается точкой B. Вышеуказанные резонаторы отображаются точками, лежащими на границе больших и малых потерь, поэтому небольшие изменения геометрических размеров могут приводить к переходу резонаторов из одной области в другую. С этой точки зрения особый интерес представляют резонаторы, образованные одним плоским, а другим сферическим зеркалами.

На рис. 2.38 показана конфигурация поля для различных типов колебаний в резонаторах с плоскими и сферическими зеркалами.

Полуconfокальный резонатор, имеющий длину, равную  $b = R/2$ , изображается точкой, лежащей глубоко в области малых потерь, поэтому такие резонаторы являются весьма устойчивыми, имеют малые потери и не зависят от изменения расстояния между зеркалами.

## 2.10. ПРИЗМЕННЫЕ, УГЛОВЫЕ И СЛОЖНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

В п. 2.2 указывалось на возможность использования в качестве отражателя призмы с полным внутренним отражением.

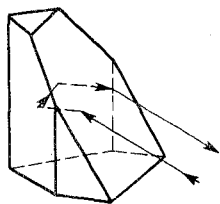


Рис. 2.39. Призмный отражатель с гипотенузной гранью, расположенной под углом Брюстера

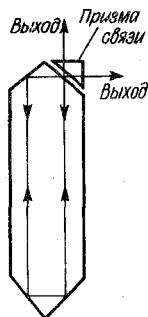


Рис. 2.40. Резонатор, образованный гранями рабочего тела, с выходом энергии, осуществляемым призмой связи

Призмы, используемые как элемент резонатора, должны быть изготовлены с высокой степенью точности. Призма, у которой прямой угол выполнен не достаточно точно, вызывает смещение луча в плоскости, перпендикулярной к ее ребру. Пирамидальность — непараллельность ребра крыши гипотенузной грани — приводит к смещению отраженного луча в плоскости, перпендикулярной к ее ребру, при этом наблюдаются потери излучения при отражении от гипотенузной грани призмы. Потери зависят от материала призмы и могут достигать 10%. Этот недостаток может быть устранен, если применять призму, имеющую гипотенузную грань, расположенную под углом Брюстера (рис. 2.39). Призма-крыша в резонаторе может быть использована не только в качестве глухого зеркала, но так же как выходной отражатель. Одним из методов при этом является использование второй призмы — так называемой призмы связи. В п. 2.2 было показано, что при полном внутреннем отражении, происходящем на границе двух сред, электромагнитное поле проникает во вторую среду на сравнительно небольшую глубину, а затем возвращается в первую среду. При отсутствии потерь во второй среде отражение получается полным. Таким образом, если расположить две призмы, как это показано на рис. 2.18, то при расстоянии между призмами значительно большем, чем длина волны излучения, луч на грани с первой призмой будет испытывать полное внутреннее отражение. Если же одну из призм привести в соприкосновение с другой ( $d = 0$ ), обе призмы будут образовывать один сплошной блок, и луч, не испытывая отражения, пройдет через блок в своем первоначальном направлении. При  $\lambda > d > 0$  излучение лишь частично будет отражаться на границе раздела, а частично проходить в первоначальном направлении. Доля световой энергии, проходящей через две призмы, будет зависеть от расстояния  $d$ . На данном принципе могут быть построены выходные отражатели с переменным коэффициентом пропускания. Однако изготовление таких устройств должно быть произведено с весьма большой точностью.

На рис. 2.40 представлен резонатор, образованный гранями рабочего тела, с выходом энергии, осуществляемым призмой связи.



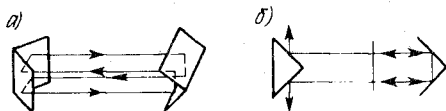


Рис. 2.41. Угловые отражатели:  
а — без призмы; б — с призмой

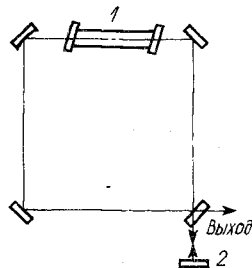


Рис. 2.42. Резонатор кольцевого типа:  
1 — газоразрядная трубка; 2 — дополни-  
тельное зеркало

В некоторых устройствах призмы-крыши в качестве выходных отражателей работают на другом принципе. При этом используется изменение отражательной способности стекла вблизи угла полного внутреннего отражения. При изменении угла падения на несколько градусов отражательная способность в такой призме изменяется от нескольких процентов до 100%. Коэффициент отражения и выход энергии могут быть плавно изменены при небольших допустимых для условий генерации углах поворота призмы.

В лазерной технике в некоторых случаях вместо плоских или сферических зеркал используются угловые отражатели (рис. 2.41). В последнее время все большее применение находят резонаторы так называемого кольцевого типа. Простейшим из них является резонатор, образованный четырьмя зеркалами, установленными под углом  $45^\circ$  к оптическому пути (рис. 2.42). Для уменьшения дифракционных потерь иногда одно или два зеркала имеют небольшую вогнутость, что в то же время уменьшает зависимость от настройки. В резонаторах кольцевого типа волны распространяются по часовой и против часовой стрелки. При этом в результате их интерференции, как и в обычном резонаторе, состоящем из двух зеркал, образуются стоячие волны. При помощи оптического развязывающего устройства можно при необходимости устранить одну из бегущих волн. В этом случае стоячая волна не образуется, и лазер называют лазером бегущей волны. В специальных лазерных устройствах используются также кольцевые резонаторы с большим количеством отражателей (как с четным их числом, так и с нечетным).

## 2.11. НЕУСТОЙЧИВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

В п. 2.9 показано, что различные резонаторы со сферическими зеркалами в зависимости от радиусов кривизны зеркал  $R_1$  и  $R_2$  и расстояния между ними  $L$  обладают различными дифракционными потерями. На диаграмме, приведенной на рис. 2.37, видны области больших и малых потерь резонаторов. Области малых потерь определяют устойчивые состояния резонаторов, области больших потерь — неустойчивые. При одних и тех же зеркалах

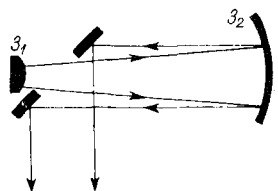


Рис. 2.43. Телескопический неустойчивый резонатор

в зависимости от расстояния между ними резонатор может оказаться либо устойчивым, либо неустойчивым. Если резонатор определяется некоторой точкой диаграммы, расположенной в устойчивой области вблизи границы устойчивых и неустойчивых состояний, то сравнительно небольшие изменения его геометрических параметров могут перевести его из устойчивого в неустойчивый. С переходом резонатора в неустойчивое состояние не только возрастают дифракционные потери, но и увеличивается различие потерь для различных мод.

Одной из важнейших характеристик резонаторов является коэффициент увеличения поперечных размеров сферических волн  $M$ . Обычно коэффициент  $M$  определяется как увеличение поперечного размера волн за один проход (от одного зеркала к другому). В несимметричных резонаторах коэффициент  $M$  определяется как увеличение при двойном проходе (от одного зеркала до другого и обратно). При этом

$$M = \frac{g_1 g_2 + \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}}{g_1 g_2 - \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}},$$

где  $g_1 = 1 + b/R_1$  и  $g_2 = 1 + b/R_2$ .

В симметричных неустойчивых резонаторах  $g_1 = g_2 = g$  и значение коэффициента  $M$ , относящегося к одному проходу, находят по формуле

$$M_s = g + \sqrt{g^2 - 1}.$$

При больших значениях  $M$  в неустойчивых резонаторах оказывается возможным использовать оба зеркала глухими, осуществляющими вывод излучения из резонатора вследствие увеличения сечения луча до размеров, превосходящих размеры одного из зеркал. При этом излучение выходит из резонатора в виде кольца. Вывод энергии при таком способе может быть сравнительно просто доведен до оптимального значения. Поток энергии внутри резонатора при этом уменьшается в  $M^2$  раз. Относительные потери на проход равняются  $1/M^2$ .

Наиболее часто в лазерной технике используются так называемые телескопические неустойчивые резонаторы, образованные двумя софокусными выпуклыми и вогнутыми зеркалами, схема которого приведена на рис. 2.43. Коэффициент  $M$  для такого резонатора равен  $1 + 2b/R_2$ . Особенностью телескопических резонаторов является возможность появления сходящихся волн.

Как уже указывалось выше, в неустойчивых резонаторах дифракционные потери значительно превосходят другие виды потерь. Полные потери при этом сильно зависят от поперечного индекса колебаний, это обстоятельство позволяет использовать неустой-

чивые резонаторы в том случае, когда требуется осуществить генерацию лазера на одном основном типе колебаний. Неустойчивые резонаторы обладают также положительными качествами, заключающимися в том, что объем в резонаторе, занимаемый полем основной моды, велик даже в резонаторах, имеющих небольшую длину. Неустойчивые резонаторы нашли широкое применение в лазерной технике. Наиболее рационально их применение при сравнительно больших коэффициентах усиления.

## 2.12. СЕЛЕКЦИЯ МОД

Как уже неоднократно указывалось, в резонаторах может одновременно возбуждаться большое число собственных колебаний. Число колебаний в интервале рабочей частоты, возникающих в открытых резонаторах, значительно меньше, чем в равноценных по размерам закрытых резонаторах, однако это число оказывается еще очень большим. Ввиду того что линия люминесценции активного вещества значительно шире интервала частот между отдельными колебаниями в резонаторе, излучение лазера представляет собой совокупность различных частот, лежащих внутри линии люминесценции. Многомодовый режим работы генератора приводит к значительному ухудшению таких основных свойств лазерного излучения, как монохроматичность, когерентность, угловая расходимость. Во многих случаях при применении лазеров необходимо иметь одномодовый, одночастотный лазер. В связи с этим применяются специальные методы подавления нежелательных колебаний высших порядков, т. е. осуществляется селекция колебаний. При подавлении колебаний высших порядков общая энергия излучения заметно не изменяется, но она при этом сосредотачивается в одном типе колебаний. При осуществлении одномодового одночастотного режима работы лазера, очевидно, должны быть приняты меры к селекции как поперечных, так и продольных колебаний. Рассмотрим сначала селекцию поперечных колебаний. Селекция поперечных колебаний заключается в подавлении высших колебаний, т. е. с индексами  $m$  и  $n$ , отличными от нуля. В результате селекции в резонаторе остаются только продольные колебания вида  $TEM_{00q}$ , при этом мощность продольных колебаний может увеличиваться за счет увеличения числа активных частиц, которые ранее участвовали в формировании поперечных мод.

Существует много различных методов селекции поперечных колебаний, рассмотрим лишь наиболее часто встречающиеся.

Наиболее распространенным и простым способом подавления поперечных колебаний является использование диафрагмы, которая располагается между рабочим веществом и одним из зеркал. Поскольку поле в резонаторе, соответствующее основному типу  $TEM_{00q}$ , сосредотачивается в основном вблизи оси, а поле более высоких типов проецируется на значительно большие расстояния

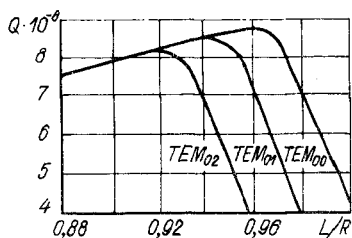


Рис. 2.44. Зависимость добротности резонатора от числа зон Френеля  $N$  для различных типов колебаний

от оси, диафрагма, расположенная на оси, будет оказывать более сильное влияние на распространение высоких типов. Подбирая диафрагмы, можно осуществить подавления всех типов колебаний, кроме основного  $TEM_{00q}$ . Однако и для основного типа колебаний диафрагма вносит значительные потери, вследствие чего данный метод селекции имеет существенный недостаток, заключающийся в уменьшении выходной мощности при переходе на одномодовый режим.

Значительно более эффективным является метод, основанный на увеличении дифракционных потерь колебаний высших типов при сравнительно меньшем их увеличении для колебаний основного типа. Как указывалось ранее, потери в резонаторе зависят от числа Френеля  $N$ , причем потери различны для различных типов. При уменьшении числа Френеля потери быстро растут, при этом увеличивается и разность между потерями колебаний основного типа и потерями колебаний более высоких порядков. При  $N \ll 1$  эта разность достигает таких значений, что оказывается возможным сравнительно просто осуществить селекцию. Для данной цели особенно пригоден резонатор, состоящий из сферического и плоского зеркал, расположенных на расстоянии, приблизительно равном радиусу кривизны сферического зеркала, т. е. плоско-сферический резонатор. Дифракционные потери в таком резонаторе определяются в основном числом Френеля для сферического зеркала

$$N_{сф} = \frac{a_z^2}{\lambda \sqrt{bR}} \sqrt{1 - \frac{b}{R}}. \quad (2.114)$$

Из (2.114) следует, что при  $b/R$ , близком к единице,  $N_{сф}$  может иметь настолько малые значения, при которых разница в дифракционных потерях различных мод оказывается вполне достаточной для осуществления селекции (рис. 2.44). Селекция поперечных мод может быть осуществлена путем использования сильной зависимости коэффициента отражения от угла вблизи угла полного внутреннего отражения. В этом случае используется резонатор, имеющий в качестве одного из отражателей призму, в которой могут происходить многократные внутренние отражения. Призма обладает высоким отражением только в направлении, составляющем весьма малый угол с направлением выбранной оси (около  $1'$ ). В призме, угол которой  $\theta_{пр}$  равен критическому углу полного внутреннего отражения  $\theta_{кр}$ , коэффициенты отражения по амплитуде для лучей с параллельной и перпендикулярной поля-

ризации по отношению к плоскости падения при условии, что угол  $\delta = (\theta_{кр} - \theta_{пад}) \ll 1$ , соответственно равны:

$$\rho_{\parallel} = 1 - [(2N)^{3/2}/(1 - 1/N^2)^{1/4}] \delta^{1/2};$$

$$\rho_{\perp} = 1 - [2^{3/2}/(1 - 1/N^2)^{1/4} N^{1/2}] \delta^{1/2}.$$

Легко найти относительную интенсивность отраженного света для призмленного селектора мод. Например, при  $N=1,64$  для поляризаций параллельной и перпендикулярной плоскостей падения внутри призмы при  $\theta_{пр} = \theta_{кр}$ . При угле  $\theta_{пр}$ , несколько большем  $\theta_{кр}$ , коэффициент отражения в диапазоне углов  $2(\theta_{пр} - \theta_{кр})$  примерно равен 1,0.

Для той же цели в качестве отражателя может быть использована также ромбовидная призма, у которой острый угол  $\theta_{пр} = \theta_{кр}$  (рис. 2.45). В такой призме луч, падающий нормально к грани 1, дважды испытывает полное внутреннее отражение от граней 2 и 3 и отражается затем от грани 4, имеющей многослойное диэлектрическое покрытие.

Угловая селекция может быть осуществлена также с помощью интерферометра Фабри—Перо, устанавливаемого внутри резонатора. Ввиду того что интерферометр пропускает излучение не только в зависимости от длины волны, но и от направления распространения волны, боковые моды испытывают большие потери.

Как уже указывалось, селекция поперечных видов колебаний может быть осуществлена и при использовании неустойчивых резонаторов (см. п. 2.9). Ввиду того что потери в неустойчивом резонаторе сильно возрастают при увеличении индекса, этот метод обладает большой эффективностью. В таких резонаторах объем основной моды велик, что дает возможность использования активных тел больших размеров. Однако при этом предъявляются жесткие требования не только к однородности активного тела, но и к однородности его возбуждения.

Рассмотрим основные методы подавления продольных мод. При использовании вышеуказанных методов можно подавлять нежелательные поперечные колебания и добиться того, что излучение будет содержать только одну основную поперечную моду  $TEM_{00q}$ . При этом угловая расходимость луча лазера значительно уменьшается и будет приближаться к значению, определяемому дифракционной расходимостью. Однако при этом в пределах контура усиления активной среды будет содержаться значительное число продольных колебаний, соответствующих различным значениям индекса. Интервал между соседними продольными типами колебаний будет зависеть от длины резонатора и определять-

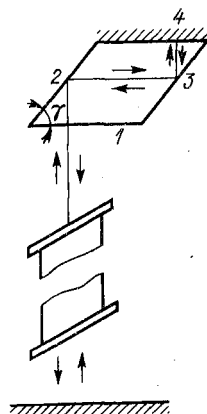


Рис. 2.45. Селектор в виде ромбовидной призмы, у которой острый угол  $\theta_{пр} = \theta_{кр}$

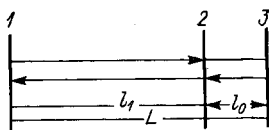


Рис. 2.46. Селектор продольных мод в виде двух связанных резонаторов

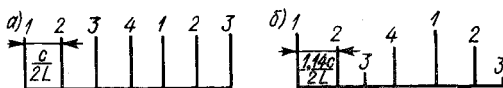


Рис. 2.47. Спектр собственных колебаний селектора продольных мод в виде двух связанных резонаторов

ся величиной  $c/2L$ . В ряде случаев возникает необходимость получения одночастотного излучения — колебания лишь на одной продольной волне. Для этого могут быть приведены различные методы. Наиболее эффективным из них является метод сложных резонаторов, представляющих собой связанные резонаторы. В таких системах могут возбуждаться продольные типы колебаний различной интенсивности. Изменяя коэффициент связи между резонаторами и их длины, можно осуществить возбуждение одного или нескольких типов колебаний. Простейшим видом такого резонатора является линейный трехзеркальный резонатор. Рассмотрим селективные свойства такого резонатора, предполагая, что зеркала плоские, бесконечных размеров, расстояния между зеркалами указаны на рис. 2.46. Считая, что в такой системе плоские электромагнитные волны распространяются в направлении нормали к зеркалам, соотношения между комплексными амплитудами отраженных волн от соответствующих зеркал будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} A_1 e^{\gamma l_1} &= A_2 \rho_1; & A_3 e^{\gamma l_2} &= A_1 \tau_2 + A_4 \rho_2; \\ A_2 e^{\gamma l_1} &= A_1 \rho_2 + A_4 \tau_2; & A_4 e^{\gamma l_2} &= A_3 \rho_3, \end{aligned} \right\} \quad (2.115)$$

где  $\gamma$  — постоянная распространения волн в среде, заполняющей резонаторы;  $\rho_i$  и  $\tau_i$  — коэффициенты отражения и пропускания по полю.

Решение системы уравнений (2.115) находят при приравнивании нулю ее определителя. Раскрывая определитель, получим уравнение

$$e^{2\gamma(l_1+l_2)} - \rho_2 \rho_3 e^{-2\gamma l_1} \rho_1 \rho_2 e^{2\gamma l_2} + \rho_1 \rho_3 (2\rho_2^2 - 1) = 0. \quad (2.116)$$

Полученные из этого уравнения значения  $\gamma$  позволяют определить собственные частоты резонатора и их потери.

Так, если бы среднее зеркало отсутствовало ( $\rho_2 = 0$ ), то рассчитанный по (2.116) спектр собственных частот был бы эквидистантным с интервалом между частотами, равным  $\Delta\nu_q = c/(2L)$  (рис. 2.47, а).

В случае, когда среднее зеркало имеет коэффициент отражения,  $\rho_2 = 0,65$ , а крайние зеркала  $\rho_1 = \rho_3 = 0,99$ , то частоты при

$l_1 = 3l_0$ , соответствующие приведенным значениям корней уравнения (2.116), будут равны:

$$\begin{aligned} v_{q_1} &= \frac{c}{8l_0} 4q; & v_{q_2} &= \frac{c}{8l_0} (4q + 2); \\ v_{q_3} &= \frac{c}{8l_0} (4q + 1,14); & v_{q_4} &= \frac{c}{8l_0} (4q + 2,86). \end{aligned}$$

При этом амплитуды колебаний в относительных единицах будут соответственно равны 1,2; 0,76; 0,24; 0,76 (рис. 2.47, б).

Таким образом, в системе связанных резонаторов добротность для разных типов колебаний существенно различна. Максимальную добротность в сложных резонаторах будут иметь частоты, совпадающие для различных его ветвей. Эффективность данного метода селекции может быть повышена путем использования нескольких связанных резонаторов.

В случае, если  $l_2$  в связанных резонаторах будет значительно меньше  $l_1$ , то два крайних зеркала (второе и третье) могут рассматриваться как единое зеркало с коэффициентом отражения по мощности, зависящем от частоты:

$$|\rho|^2 = \frac{(\rho_2 - \rho_3)^2 + 4\rho_2\rho_3 \sin^2(2\pi\nu l_2/c)}{(1 - \rho_2\rho_3)^2 + 4\rho_2\rho_3 \sin^2(2\pi\nu l_2/c)}.$$

Другой системой сложного резонатора, часто применяемого на практике, является резонатор, в котором одно из зеркал заменяется тремя зеркалами. Зеркала образуют встречный перестраиваемый резонатор. Такое устройство также ведет себя как зеркало с переменным коэффициентом отражения на данной частоте. Возможность плавного изменения коэффициента отражения позволяет настраивать вторично резонатор на отражение той моды, которую желательно получить в основном резонаторе.

В некоторых случаях селекцию осуществляют путем введения в резонатор прозрачных пластин небольшой толщины с нанесенными на них частично отражающими покрытиями. Пластины представляют собой фильтры частот, вырезающие весьма узкую полосу частот. Их устанавливают наклонно к оси и тем самым осуществляют селекцию мод.

При расчете квантовых генераторов и усилителей возникает необходимость составления и решения уравнений, описывающих распространение электромагнитного излучения в активной среде и взаимодействие этой среды с излучением. Электромагнитное поле при этом может описываться на основе уравнений Максвелла или выведенных из них волновых уравнений с той или другой степенью упрощения в зависимости от решаемой задачи. Такой метод получил название классического.

Однако возможно также и квантовая трактовка электромагнитного излучения, при этом используется математический аппарат квантовой механики. Задача решается с помощью операторов рождения и уничтожения фотонов, т. е. с использованием метода вторичного квантования.

Поскольку классическая теория вещества во многих случаях недостаточна при рассмотрении активной среды, как правило, используется аппарат квантовой теории: Шредингера или уравнения для матрицы плотности.

В сущности квантовый аспект теории начинается уже с представления об энергетических уровнях и дискретных значениях энергии, которыми обладают активные центры, о чем говорилось в гл. 1. Если излучение описывается классическими методами, а активная среда квантовыми, то соответствующая теория процессов в лазерах называется полуклассической. Если и вещество и излучение описываются квантовыми методами — квантовой теорией лазеров.

Наиболее простым вариантом теории является так называемый вероятностный метод, известный так же под названием метода уравнений баланса или метода скоростных уравнений. Этот метод менее точен и требует при расчетах некоторых дополнительных данных, однако вследствие своей простоты получил наиболее широкое распространение и наиболее часто используется на практике.

В случае его недостаточности используется, как правило, полуклассический метод; квантовый же метод из-за своей сложности используется весьма редко. Ниже приводится изложение вероятностного и полуклассического методов.

### 3.1. ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРАХ

Вероятностный метод описания процессов в лазерах основан на предположении о том, что известны структуры энергетических уровней активной среды (их расположение и расстояние между ними), а также все вероятности переходов между энергетическими уровнями. Тогда изменение во времени населенности  $N_i$  некото-



рого уровня  $i$ , имеющего энергию  $E_i$ , может быть описано с помощью кинетического уравнения, имеющего вид

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j \neq i} W_{ji} N_j - N_i \sum_{j \neq i} W_{ij}, \quad (3.1)$$

где  $W_{ji}$  — полная вероятность перехода из состояния с энергией  $E_j$ , т. е. с уровня  $j$ , в состояние с энергией  $E_i$ , т. е. на уровень  $i$ ;  $W_{ij}$  — вероятность обратного перехода.

Таким образом, первый член правой части уравнения (3.1) определяет поступление в единицу времени на уровень  $i$  частиц со всех уровней  $j$ , второе слагаемое — убыль частиц на уровне  $i$  вследствие перехода с уровня  $i$  на все уровни  $j$ . Это уравнение учитывает баланс изменения населенности уровня  $i$  при переходах, поэтому оно часто и называется уравнением баланса.

В уравнении (3.1)  $W_{ji}$  и  $W_{ij}$  представляют собой полные вероятности переходов с уровня  $j$  на уровень  $i$  и обратных переходов с  $i$  на  $j$ . Под полными вероятностями разумеются совокупности всех видов возможных переходов: как сопровождающихся излучением и поглощением квантов — радиационных переходов, так и безызлучательных — нерadiационных переходов. К первым относятся излучательные спонтанные переходы, вероятность которых определяется коэффициентом  $A_{ij}$ , и вынужденные переходы, определяемые коэффициентами  $B_{ij}$  и  $B_{ji}$ . Ко вторым относятся релаксационные переходы  $d_{ij}$  и  $d_{ji}$ , при которых энергия  $E_j - E_i$  передается окружающим молекулам в форме поступательной, колебательной или вращательной энергии. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} W_{ji} &= A_{ji} + B_{ji} + d_{ji} \text{ при } j > i; & W_{ji} &= B_{ji} + d_{ji} \\ \text{при } j < i; & W_{ij} &= B_{ij} + d_{ij}; & W_{ij} &= A_{ij} + B_{ij} + d_{ij}. \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Так как вероятности переходов являются величинами, обратными временам жизни  $\tau_{\text{сп}}$  — спонтанного перехода,  $\tau_{\text{вын}}$  — вынужденного и  $\tau_{\text{б. изл}}$  — безызлучательного, то

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{сп}}} + \frac{1}{\tau_{\text{вын}}} + \frac{1}{\tau_{\text{б. изл}}},$$

где  $\tau$  — полное время жизни на данном уровне. В тех случаях, когда то или другое слагаемое оказывается значительно меньше остальных, при вычислении полной вероятности переходов им можно пренебречь.

Уравнение вида (3.1) может быть использовано для описания любого уровня системы, содержащей  $N$  уровней. Одно из уравнений этой системы является зависимым. Принимая во внимание, что общее число частиц  $N_0$  в системе при любом распределении остается неизменным, получим

$$\sum_{i=1}^{i=N} N_i = N_0. \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} a_{11}N_1 + a_{12}N_2 + a_{13}N_3 + \dots + a_{1n}N_n &= b_1; \\ a_{21}N_1 + a_{22}N_2 + a_{23}N_3 + \dots + a_{2n}N_n &= b_2; \\ &\vdots \\ a_{n1}N_1 + a_{n2}N_2 + a_{n3}N_3 + \dots + a_{nn}N_n &= b_n. \end{aligned}$$
$$D = \begin{vmatrix} a_{11} & \dots & a_{1j} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & \dots & a_{2j} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ a_{n1} & \dots & a_{nj} & \dots & a_{nn} \end{vmatrix}$$
$$N_1 = \frac{D_1}{D}; \quad N_2 = \frac{D_2}{D}; \quad \dots; \quad N_j = \frac{D_j}{D}; \quad \dots; \quad N_n = \frac{D_n}{D}, \quad (3.4)$$
$$D_j = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & b_1 & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & b_2 & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & b_n & \dots & a_{nn} \end{vmatrix}.$$
$$D_j = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & 0 & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & 0 & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & N_0 & \dots & a_{nn} \end{vmatrix}.$$
$$D_i = N_0 A_{pi},$$

где  $A_{nj}$  — адъюнкта  $j$ -го столбца и  $n$ -й строки (определитель  $n-1$ -го порядка, образованный из заданного определителя зачеркиванием  $n$ -й строки и  $j$ -го столбца со знаком  $-1^{n+j}$ ).

Подставив значение  $D_j$  в (3.4) окончательно получаем:

$$N_j = N_0 \frac{A_{nj}}{D}. \quad (3.5)$$

На основе (3.5) оказывается возможным рассчитать для заданной системы населенности всех ее уровней.

В простейшем случае для системы, состоящей всего из двух уровней, исходными будут уравнения:

$$dN_2/dt = N_1 p_{12} - N_2 p_{21} = 0;$$

$$N_1 + N_2 = N_0.$$

Определители  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D$  имеют вид:

$$D = \begin{vmatrix} p_{12} & -p_{21} \\ 1 & 1 \end{vmatrix} = p_{12} + p_{21}; \quad D_1 = \begin{vmatrix} 0 & -p_{21} \\ N_0 & 1 \end{vmatrix} = N_0 p_{21};$$

$$D_2 = \begin{vmatrix} p_{12} & 0 \\ 1 & N_0 \end{vmatrix} = N_0 p_{12}.$$

Таким образом, населенности первого и второго уровней равны:

$$N_1 = \frac{N_0 p_{21}}{p_{12} + p_{21}}; \quad N_2 = \frac{N_0 p_{12}}{p_{12} + p_{21}}.$$

Значительно более сложным оказывается расчет трехуровневой системы. Исходные уравнения при этом имеют следующий вид:

$$dN_3 = p_{13}N_1 + p_{23}N_2 - N_3(p_{32} + p_{31}) = 0;$$

$$dN_2/dt = p_{12}N_1 - N_2(p_{23} + p_{21}) + p_{32}N_3 = 0;$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0.$$

Определитель системы уравнений

$$D = \begin{vmatrix} p_{13} & p_{23} & -(p_{32} + p_{31}) \\ p_{12} & -(p_{23} + p_{21}) & p_{32} \\ 1 & 1 & 1 \end{vmatrix}.$$

адъюнты при этом принимают значения:

$$A_{31} = -(p_{31}p_{21} + p_{31}p_{23} + p_{32}p_{21});$$

$$A_{32} = -(p_{32}p_{12} + p_{31}p_{12} + p_{13}p_{32});$$

$$A_{33} = -(p_{13}p_{23} + p_{13}p_{21} + p_{23}p_{12}).$$

Отсюда следует, что

$$N_1 = N_0 A_{31}/D = (N_0/D) (p_{31}p_{21} + p_{31}p_{23} + p_{32}p_{21});$$

$$N_2 = N_0 A_{32}/D = (-N_0/D) (p_{32}p_{12} + p_{32}p_{13} + p_{31}p_{12});$$

$$N_3 = N_0 A_{33}/D = (-N_0/D) (p_{13}p_{23} + p_{13}p_{21} + p_{12}p_{23}).$$

Определитель  $D$  может быть найден по правилу Саррюса:

$$D = -p_{13}(p_{23} + p_{21}) + p_{23}p_{32} - (p_{32} + p_{31})p_{12} - (p_{32} + p_{31})(p_{23} + p_{21}) - p_{13}p_{32} + p_{23}p_{12}.$$

Следует иметь в виду, что при вычислении относительной населенности двух уровней расчета определителя  $D$  не требуется. Например,

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{p_{13}p_{23} + p_{13}p_{21} + p_{12}p_{23}}{p_{32}p_{12} + p_{32}p_{13} + p_{31}p_{12}}.$$

Аналогичным образом производится расчет и четырехуровневой системы.

Окончательное вычисление населенности  $N_1, N_2, N_3 \dots$  оказывается возможным только после определения полных вероятностей  $p_{ik}$ .

Для многоуровневой системы, даже для стационарного режима, расчет становится весьма громоздким. Основным способом упрощения расчета является мотивированное уменьшение числа рассматриваемых уровней системы. Кроме того, при рассмотрении вероятностей некоторые из них оказываются значительно меньше других, в этом случае с достаточной степенью точности их можно не учитывать.

Все вышеизложенное относилось к стационарным режимам. Для нестационарных режимов  $dN_i/dt \neq 0$ , при этом система уравнений (3.1) станет системой нелинейных дифференциальных уравнений, и расчет значительно усложнится. Кроме того, так как вероятность вынужденных переходов зависит от плотности фотонов, а при переходах между уровнями энергии происходит их испускание или поглощение, система (3.1) должна быть дополнена уравнениями, учитывающими изменение плотности фотонов во времени,

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = v \left[ \frac{B_{ij}\hbar\omega_{ij}}{v} (N_i - N_j) - K_{ij}(t) \right],$$

где  $\rho_{ij} = \rho(\omega_{ij})$  — плотность энергии излучения на частоте резонансного перехода между уровнями  $i$  и  $j$ ;  $K_{ij}(t)$  — феноменологически введенный коэффициент потерь на частоте  $\omega_{ij}$ , который в общем случае может зависеть от времени.

### 3.2. ПОЛУКЛАССИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЛАЗЕРОВ

При описании процессов в лазерах, приведенных в гл. 1, предполагалось, что коэффициенты, характеризующие вероятности спонтанного и вынужденного излучений, известны или для произвольной системы они могут быть рассчитаны при условии,

что активные атомы взаимодействуют с излучением в свободном пространстве. Однако в случае, когда атомы находятся в резонаторе, как это имеет место в лазерах, они взаимодействуют с электромагнитным полем в виде стоячих волн. Подобное распределение поля возникает при наличии вынужденного излучения активной среды, при этом свойства самой среды изменяются в присутствии поля. Поэтому более точное решение поставленной задачи требует более строгого рассмотрения взаимодействия излучения в лазерах с активной средой.

В отличие от методов, использующих кинетические уравнения, приведенные выше, при более строгом рассмотрении необходимо учитывать, что под действием электромагнитного поля внутри резонатора атомы активной среды начинают осциллировать подобно микродиποлям. Эти диполи создают микроскопическую поляризацию  $P$ , численно равную электрическому моменту единицы объема активной среды. Микроскопический дипольный момент, действуя как источник излучения, возбуждает поле. Измененное поле действует на атомы и т. д. Таким образом, в результате взаимодействия внутри резонатора устанавливается самосогласованное электромагнитное поле.

При построении самосогласованной теории лазеров оказывается возможным два пути в зависимости от того, каким методом представлять взаимодействие электромагнитного поля: с точки зрения классической электродинамики или с позиций квантовой механики, при этом атомная система как в том, так и в другом случае описывается квантово-механически. Первый метод является менее строгим, так как с его помощью нельзя, например, учесть шумы лазера и статистические свойства света, рассмотреть эффекты спонтанного излучения, определяющие условия в начале генерации лазеров и т. п., однако в ряде случаев он вполне достаточен. Эти два метода получили название полуклассического и квантово-механического.

Рассмотрим полуклассический метод. Сущность полуклассической теории лазеров заключается в следующем.

1. Предполагают, что в некоторый начальный момент времени в резонаторе лазера существует электромагнитное поле, которое действует на атомы среды. При этом вычисляют согласно законам квантовой механики атомную поляризацию  $P_t$ .

$$P_{rt} = \sum_{i=1}^N p_i(r, t),$$

где  $N$  — число возбужденных атомов в единице объема в момент времени  $t$ . При однородном возбуждении  $P(r, t) = Np(r, t)$ .

2. Вычисляют в соответствии с уравнениями Максвелла возбужденное этой поляризацией лазерное поле.

Представим прежде всего основную группу уравнений классической электродинамики, при помощи которой может быть описан

любой электромагнитный процесс в среде. Данная группа включает в себя уравнения Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \delta + \frac{1}{c} \mathbf{D} + \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \mathbf{B}; \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — напряженности электрического и магнитного полей;  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  — электрическая и магнитная индукция;  $\delta$  — плотность электрического тока;  $\rho$  — плотность свободных электрических зарядов;  $c$  и  $\mathbf{v}$  — скорость света и скорость движения зарядов, определяющая ток конвенции, и так называемые материальные уравнения

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}; \quad (3.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}; \quad (3.8)$$

$$\delta = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{стор}}), \quad (3.9)$$

где  $\mathbf{E}_{\text{стор}}$  — напряженность электрического поля, определяемая сторонними силами.

Уравнения (3.7)—(3.9) устанавливают связь между векторами  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$ , а также  $\delta$  и  $\mathbf{E}$  через электромагнитные параметры среды  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$ , представляющие собой соответственно магнитную и электрическую проницаемости и коэффициент электропроводности среды.

При отсутствии в среде конвекционных токов в уравнении (3.6) третий член в правой части исчезает.

Для диэлектрических сред, в которых работают подавляющее большинство твердотельных лазеров ( $\gamma = 0$ ), при отсутствии свободных электрических зарядов приведенная система уравнений значительно упрощается. Однако при расчете в ряде случаев удобно ввести в уравнение поля феноменологический член, содержащий проводимость  $\delta = \gamma \mathbf{E}$ , позволяющий учесть затухание колебаний, возникающих из-за потерь при дифракции, отражении и рассеянии, которые заменяются фиктивным током проводимости. Формально тогда оказывается возможным сохранить уравнения электромагнитного поля (3.6) и (3.9).

Характеристики вещества  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\gamma$  в общем случае являются нелинейно зависящими от напряженности электрического поля, они могут зависеть также от температуры, давления и других внешних факторов. В кристаллах они являются тензорными величинами, задаваемыми тензорами различных рангов.

Для наших целей нам необходимо иметь уравнение, связывающее  $\mathbf{E}$  с макроскопической поляризацией активной среды  $\mathbf{P}$ . Микроскопическая поляризация среды зависит от напряженности электрического поля

$$\mathbf{P} = 4\pi\chi\mathbf{E},$$

где  $\chi$  — восприимчивость среды, которая в общем случае зависит от напряженности электрического поля.

Диэлектрическая постоянная  $\epsilon$  связана с восприимчивостью  $\chi$  следующим соотношением:

$$\epsilon = 1 + \chi. \quad (3.10)$$

Таким образом, из (3.7) следует, что

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}. \quad (3.11)$$

Дифференцируя (3.6) по времени, считая, что токи конвекции отсутствуют, а также используя (3.9) при  $\mathbf{E}_{\text{стор}} = 0$  (3.11) и второе из (3.6), приходим к следующему уравнению:

$$\text{rot} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) = \frac{4\pi\gamma}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}.$$

При расчете лазеров полуклассическим методом обычно считают, что магнитная восприимчивость вещества весьма мала и, следовательно, его намагниченностью можно пренебречь. Тогда с учетом (3.8), (3.10), используя известное соотношение

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \text{grad} \cdot \text{div } \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E}, \quad (3.12)$$

можно получить уравнение

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{4\pi\gamma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.13)$$

В большинстве случаев при расчетах можно учитывать изменения  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{P}$  только вдоль оси резонатора, т. е. по оси  $z$ , при этом уравнение (3.13) принимает следующий вид:

$$-\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \frac{4\pi\gamma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.14)$$

Полученное уравнение является одним из исходных, позволяющих определить  $\mathbf{E}$ , если  $\mathbf{P}$  задано.

Как уже указывалось в п. 1.1, в лазерах взаимодействие излучения с активным веществом происходит внутри резонатора. Если резонатор обладает высокой добротностью, то с достаточно высокой точностью частота продольных мод электромагнитного поля определяется по формуле

$$\Omega = \pi qc/L,$$

где  $\Omega$  — невозмущенная частота резонатора;  $c$  — скорость света;  $L$  — длина резонатора;  $q$  — целое число, определяющее моду.

В дальнейшем будем учитывать, что определяющий потери член уравнения (3.14) достаточно мал и его можно рассматривать как возмущение по отношению к собственным колебаниям резонатора. Незатухающие нормальные моды резонатора могут быть выражены через функции

$$E_n = e^{i\Omega_n t} U_n(z),$$

где

$$U_n(z) = \sin(n\pi z/d).$$

При наличии поляризации среды  $P(z, t)$  электрическое поле квазистационарных вынужденных колебаний может быть представлено в виде разложения по этим собственным функциям

$$E(z, t) = \sum_n A_n(t) U_n(z). \quad (3.15)$$

Употребление термина квазистационарный производится в том смысле, что эти колебания являются стационарными, так как их можно разложить по нормальным типам колебаний пассивного резонатора, и квазистационарными, потому что вынужденная сила может возмущать амплитуду и резонансную частоту нормальных мод.

После подстановки выражения (3.15) в уравнение (3.14) умножения обеих частей на  $U_n(z)$  и интегрирования по  $z$ , учитывая ортогональности собственных функций, получим уравнение

$$\Omega_n^2 A_n(t) + \frac{4\pi\gamma}{c^2} \frac{dA_n(t)}{dt} + \frac{1}{c^2} \frac{d^2 A_n(t)}{dt^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2 P_n(t)}{dt^2}, \quad (3.16)$$

где  $P_n(t)$  — пространственная Фурье-компонента;  $P(z, t)$  — поляризация, определяемая формулой

$$P_n(t) = \frac{2}{L} \int_0^L P(z, t) U_n(z) dz.$$

Микроскопическая поляризация  $P(z, t)$  создается всеми возбужденными модами, а  $P_n(t)$  — есть Фурье-компонента поляризации  $P(z, t)$ , которая воздействует на  $n$ -ю моду.

Член, содержащий проводимость в уравнении (3.16), может быть выражен через добротность резонатора  $\theta_n$  для моды  $n$ -го порядка:

$$\gamma = \nu/\theta_n,$$

где  $\nu$  — частота колебаний системы с учетом затухания. Тогда уравнение (3.16) принимает следующий вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 A_n}{dt^2} + \frac{4\pi\nu}{c^2 \theta_n} \frac{dA_n}{dt} + \Omega_n^2 A_n = \frac{4\pi\nu^2}{c} P_n. \quad (3.17)$$

При этом преобразовании предположено, что Фурье-компонента  $P_n(t)$  квазимонохроматична и соответствующая ей частота  $\nu$  близка к  $\Omega_n$ , что позволяет член, относящийся к поляризации, представить в виде  $\nu^2 P_n$ .

Заметим, что уравнение (3.17) совпадает с известным уравнением вынужденных колебаний гармонического осциллятора. Величины  $A_n$  и  $P_n$  можно представить в виде:

$$A_n(t) = E_n(t) \cos[\nu_n t + \varphi_n(t)];$$

$$P_n(t) = C_n(t) \cos[\nu_n t + \varphi_n(t)] + S_n(t) \sin[\nu_n t + \varphi_n(t)],$$

где  $E_n$ ,  $C_n$ ,  $S_n$  и  $\varphi_n$  — медленно меняющиеся функции  $t$ . Подставив значение  $A_n(t)$  и  $P(t)$  в уравнение (3.17), приняв, что члены



с  $\partial E_n/\partial t$  и  $\partial \varphi_n/\partial t$  малы и сравнив коэффициенты при  $\cos [\nu_n t + \varphi_n]$  и  $\sin [\nu_n t + \varphi_n]$ , получим:

$$\left[ \nu_n + \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_n) - \Omega_n \right] E_n = -\frac{1}{2} \frac{\nu}{\varepsilon_0} C_n;$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (E_n) + \frac{1}{2} \frac{\nu}{\theta_n} E_n = -\frac{1}{2} \nu S_n.$$

Эти уравнения и являются уравнениями самосогласованности.

Перейдем теперь к следующему этапу расчета полуклассическим методом — квантово-механическому расчету зависимости поляризации  $\mathbf{P}$  от электрического поля, предварительно сделав следующие замечания.

Как уже указывалось, поляризация  $\mathbf{P}$  зависит от  $\mathbf{E}$  и в общем случае является функционалом. При этом вектор  $\mathbf{P}$  удобно представить в виде линейной и нелинейной частей:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\text{лн}} + \mathbf{P}_{\text{нл}}. \quad (3.18)$$

Принимая во внимание (3.18), уравнение (3.14) можно привести к следующему виду

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{нл}}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \gamma \mathbf{E} - \text{grad} \frac{E \bar{\varepsilon} \bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon}}, \quad (3.19)$$

где  $v^2 = c^2/n_{\text{лн}}^2$ ;  $n_{\text{лн}}$  — линейная часть показателя преломления.

Уравнение представляет собой одну из наиболее общих форм записи волнового уравнения. Оно в принципе может быть использовано для описания различных задач, связанных с распространением интенсивности электромагнитного поля в среде.

Обычно нелинейная поляризация среды задается в виде разложения по степеням поля. Возможности описания нелинейных явлений или решения тех или других задач определяются теми членами ряда разложения, которые входят в  $\mathbf{P}_{\text{нл}}$ .

Перейдем теперь к выводу уравнения, описывающего зависимость поляризации вещества ( $\mathbf{P}$ ) от электрического поля, которое должно затем решаться совместно с уравнением (3.19).

Одной из наиболее общих форм описания процессов в веществе на основе квантовой теории является уравнение для матрицы плотности следующего вида:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}] - i\hbar \hat{\Gamma} \hat{\rho}. \quad (3.20)$$

Здесь  $\hat{\rho}$  и  $\hat{H}$  — операторы матрицы плотности и гамильтониана для вещества с учетом его взаимодействия с электромагнитным излучением;  $\hat{\Gamma}$  — феноменологически вводимый оператор, описывающий релаксационные процессы в веществе. В зависимости от того, как представлять члены, описывающие взаимодействие излучения с веществом, в гамильтониане  $\hat{H}$ , уравнение (3.20) может быть использовано для расчета тех или иных явлений, в частности нелинейных.

Для решения уравнения (3.20) необходимо явным образом представить гамильтониан вещества с учетом взаимодействия. Определив оператор плотности, можно найти поляризацию вещества, входящую в волновое уравнение, используя обычное представление среднего значения физической величины с помощью матрицы плотности

$$\mathbf{P} = S_p (\widehat{\rho\rho}). \quad (3.21)$$

Соотношение (3.21) связывает уравнения (3.20) и (3.19) в единую систему. Решение этой системы в общем виде представляет собой слишком сложную задачу, поэтому необходимо по-возможности упрощать систему, получая из нее упрощенные отдельные варианты, пригодные для описания отдельных явлений взаимодействия.

Наиболее распространенным способом упрощения уравнения (3.21) является его замена уравнениями для поляризации и инверсии населенности рабочих уровней усиливающей среды путем введения времен продольной ( $T_1$ ) и поперечной ( $T_2$ ) релаксации, определяемых соотношениями:

$$(\widehat{\Gamma\rho})_{nl} = (\rho_{nl} - \rho_{nl}^0)/T_1; \quad (3.22)$$

$$(\widehat{\Gamma\rho})_{mn} = \rho_{mn}/T_2. \quad (3.23)$$

Если рассматривать только два рабочих уровня в активной среде, то для их описания необходимо использовать систему четырех уравнений для матричных элементов матрицы плотности:

$$i\hbar \partial \rho_{11}/\partial t = H_{v3\ 12} \rho_{21} - \rho_{12} H_{v3\ 21} - i\hbar (\rho_{11} - \rho_{11}^0)/T_1; \quad (3.24)$$

$$i\hbar \partial \rho_{12}/\partial t = -\hbar \omega_{21} \rho_{12} + H_{12} \rho_{22} - \rho_{11} H_{v3\ 12} - i\hbar \rho_{12}/T_2; \quad (3.25)$$

$$i\hbar \partial \rho_{21}/\partial t = \hbar \omega_{21} \rho_{21} + H_{v3\ 21} \rho_{11} - \rho_{22} H_{v3\ 21} - i\hbar \rho_{21}/T_2; \quad (3.26)$$

$$i\hbar \partial \rho_{22}/\partial t = H_{v3\ 21} \rho_{12} - \rho_{21} H_{v3\ 12} - i\hbar (\rho_{22} - \rho_{22}^0)/T_1. \quad (3.27)$$

При составлении системы уравнений (3.24)–(3.27) использованы следующие предположения:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}^0 + \hat{H}_{v3} + \hat{H}_{\text{рел}} = \hat{H}^0 + \hat{H}_{v3} - i\hbar \hat{\Gamma}; \\ H_{11}^0 &= E_1^0; \quad H_{22}^0 = E_2^0; \quad H_{11} = H_{21} = 0; \quad E_2^0 - E_1^0 = \hbar \omega_{21}; \\ H_{v3\ 11} &= H_{v3\ 22} = 0, \end{aligned}$$

где  $\hat{H}^0$  — гамильтониан активной среды в отсутствие взаимодействия с электромагнитным излучением (невозмущенный);  $\hat{H}_{v3}$  — гамильтониан, описывающий взаимодействие электромагнитного излучения с активной средой;  $\hat{H}_{\text{рел}}$  — гамильтониан, описывающий релаксационные процессы в среде, задаваемой феноменологическими соотношениями (3.22), (3.23).

Если предположить, что резонансное взаимодействие электромагнитного излучения с веществом на частоте перехода между

рабочими уровнями является дипольным и его можно представить в виде

$$H_{вз} = -dE,$$

то от системы уравнений (3.24)—(3.27) можно перейти к системе уравнений для инверсии населенностей рабочих уровней и поляризации активной среды:

$$\frac{du}{dt} = \frac{u - u_0}{T_1} + \frac{2E}{\hbar\omega_0} \left( \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{T_2} \right); \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{T_2^2} + \omega_0^2 P = -\frac{2\omega_0 u E}{\hbar} |d_{12}|^2. \quad (3.29)$$

Здесь  $u = N (\rho_{22} - \rho_{11})$ , инверсия населенностей уровней ( $N$  — концентрация активных центров);  $P$  — поляризация среды, определяемая соотношением  $P = Np$ , где  $p = d_{21}\rho_{12} - d_{12}\rho_{21}$  — поляризация отдельного активного центра;  $\omega_0 \equiv \omega_{21}$  — частота рабочего (резонансного) перехода между уровнями.

Как видно из уравнений (3.24)—(3.27) и (3.28), (3.29) продольное время релаксации связано с изменением энергии системы активных центров, поперечное время релаксации — с перераспределением в самой системе активных центров. Название «продольное» и «поперечное» исторически связано с развитием теории магнитных резонансов, в которой полная энергия магнитных моментов определяется проекцией суммарного магнитного момента на направление приложенного магнитного поля, т. е. продольной составляющей суммарного магнитного момента; перераспределение же моментов в поперечных к полю направлениях не связано с значением суммарной энергии. Поперечное время релаксации определяется шириной спектральной линии рабочего перехода при однородном уширении

$$T_2 = 1/\Delta\omega.$$

Продольное время релаксации зависит от времени жизни возбужденного состояния или постоянной времени люминесценции, связанной с переходами между рабочими уровнями, и может быть найдено как обратная величина вероятности спонтанных переходов между рабочими уровнями:

$$T_1 = 1/A_{21}.$$

Для нестационарных процессов в зависимости от соотношений между длительностями импульсов и временами продольной релаксации из системы уравнений (3.19), (3.22) и (3.23) могут быть получены более упрощенные системы уравнений, описывающие процесс распространения импульсов излучения в нелинейной резонансно-поглощающей среде.

Динамика работы лазеров и, как следствие, его основные параметры (энергия и длительность импульса, средняя и пиковая мощность, частота следования импульсов и т. п.) в значительной мере определяют области его применения.

Большое практическое значение имеет обеспечение условий устойчивости и стабильности различных режимов работы лазеров, их хорошей воспроизводимости. Знание динамики процессов в лазере является необходимым условием решения практической проблемы управления параметрами лазерного излучения. В существующих лазерах реализованы как импульсные, так и непрерывные режимы работы. Они позволяют получать импульсы длительностью от миллисекунд и даже долей пикосекунд; дают возможность работать как в режиме одиночных импульсов, так и их последовательностей. Каждый из режимов работы имеет свои особенности. В режиме свободной генерации обеспечиваются наиболее высокие уровни энергии излучения при наибольших значениях КПД, в режиме модулированной добротности — наиболее высокие уровни импульсной мощности излучения при несколько более низких значениях КПД и т. д.

#### 4.1. СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ

Основным критерием для классификации режимов является соотношение между длительностью стационарной генерации  $\tau_{\text{стац}}$ , когда мощность излучения практически неизменна, и длительностью развития генерации и гашения, которые в первом приближении определяются постоянной времени резонатора  $\tau_{\text{рез}}$ , характеризующей переходный процесс в резонаторе. Очевидно, это то время, за которое плотность энергии в резонаторе уменьшается до уровня  $1/e$  от исходного при «отключении» поля:

$$\tau_{\text{рез}} = Q/(2\pi\nu) = 2Ln/(c \sum \alpha_{\text{рез}}),$$

где  $\sum \alpha_{\text{рез}}$  — суммарные потери резонатора за один проход.

Режим работы лазера считается стационарным, если выполняется условие  $\tau_{\text{стац}} \gg \tau_{\text{рез}}$ . Теоретически стационарный режим работы может быть исследован, если в балансных уравнениях принять, что накачка является стационарной и действует неограниченное время и в системе отсутствуют другие факторы, приводящие к изменению населенности энергетических уровней, т. е. нужно положить  $dN/dt = 0$ .

Таким образом, стационарная генерация есть не более как идеализация, пригодная для описания отдельных реальных ситуаций лишь в некотором приближении.

Реализуемые на практике режимы работы лазеров, по существу, являются нестационарными, что приводит к флуктуациям энергетических и пространственных характеристик излучения. Причин нестационарности лазерной генерации довольно много. Но всех их условно можно разделить на два типа: имеющие техническую природу и физическую.

К факторам, имеющим техническую природу, относятся нестability геометрических параметров резонаторов, активной среды, системы накачки и т. п. Все источники технических флуктуаций лазерного излучения оказывают свое влияние на генерацию через два основных параметра лазера: коэффициент усиления активной среды и коэффициент потерь излучения в резонаторе. Оба эти параметра под воздействием источников нестability флуктуируют во времени, и эти флуктуации приводят к нестabilityности процесса генерации.

Основными причинами, приводящими к нестabilityности излучения, являются механические вибрации зеркал резонатора, активного элемента и других внутрирезонаторных элементов. К появлению вибрации приводят различного рода механические колебания помещения, работа системы охлаждения и элементов управления излучения. Источником технических нестabilityностей лазерного излучения является и неравномерность нагрева активного элемента в процессе накачки, что вызывает флуктуации температуры активного элемента, приводящие к изменению его плотности, показателя преломления и влияющие на населенность нижнего рабочего уровня. Тепловые эффекты приводят также к перестройке мод, смещению и изменению ширины линии флюоресценции.

Рассматривая факторы физической природы, прежде всего следует отметить многомодовость излучения лазера. Разным модам соответствует разное распределение параметров поля в резонаторе, разное значение коэффициентов усиления и потерь. Стабильность кинетики генерации сильно зависит от количества одновременно возбуждаемых мод. Изменение числа или индекса генерируемых одновременно мод сразу вызывает нестabilityность генерируемого излучения. Этот факт, в частности, связан с тем, что внутри резонатора возникает стоячая волна с неизменным распределением узлов и пучностей. А вынужденное излучение прямо пропорционально плотности излучения. Вследствие этого в пучностях происходит более сильное опустошение возбужденного состояния, что приводит к образованию слоистой структуры, параметры которой флуктуируют во времени в зависимости от модового состава.

Кроме того, нужно иметь в виду, что первопричиной лазерного излучения являются случайные процессы спонтанного испуска-

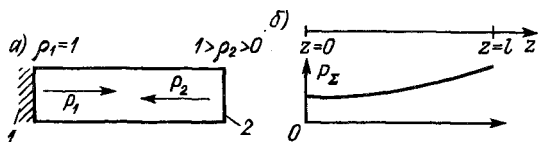


Рис. 4.1. Схема распространения потоков энергии (а) и распределение плотности энергии в резонаторе (б)

ния. И хотя в конечном итоге эти процессы упорядочиваются в пространстве и во времени в результате специфических процессов, происходящих в резонаторе лазера, этот процесс не является полным.

Ввиду рассмотренных причин расчеты энергетических параметров генерации обычно проводят для усредненной вдоль длины активной среды плотности энергии  $P$ , определяемой как сумма средних значений плотности энергии в правых и левых волнах. Такое приближение позволяет существенно упростить решение задачи о стационарной генерации за счет использования единого уравнения, описывающего взаимодействие активной среды с энергией, находящейся в резонаторе. Для описания потоков энергии в этом случае используют уравнения переноса, базирующиеся на законах лучевой оптики. Для двух потоков, распространяющихся в противоположных направлениях, они имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} dP_1/dz &= (\kappa - \kappa_{\text{пот}}) P_1; \\ dP_2/dz &= -(\kappa - \kappa_{\text{пот}}) P_2. \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Здесь  $P_1$  и  $P_2$  — потоки энергии через единицу поверхности поперечного сечения активной среды в единицу времени, распространяющиеся от торца 1 к торцу 2 активной среды и в обратном направлении (рис. 4.1, а);  $\kappa$  — средний по длине коэффициент усиления активной среды;  $\kappa_{\text{пот}}$  — средний по длине коэффициент вредных потерь. Дополним уравнения переноса граничными условиями (на торцах активной среды), предполагая, что активная среда занимает весь объем резонатора:

$$P_1|_{z=0} = \rho_1 P_2; \quad P_2|_{z=l} = \rho_2 P_1,$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора;  $l$  — длина активной среды.

Нетрудно показать, что в режиме генерации коэффициент усиления не зависит от параметров дифференциальных уравнений (4.1) и однозначно определяется граничными условиями.

Условие существования стационарной генерации имеет простой физический смысл. Рассмотрим движение светового потока от первого торца ко второму и обратно (рис. 4.1, а). Поток  $P_1$  на пути  $l$  увеличивается до  $P_1 e^{l(\kappa - \kappa_{\text{пот}})}$ . На втором торце только часть потока  $\rho_2 P_1 e^{l(\kappa - \kappa_{\text{пот}})}$  отражается, остальная выходит из резонатора. При обратном движении потока от второго зеркала к первому поток вновь усиливается до величины  $\rho_2 P_1 e^{2l(\kappa - \kappa_{\text{пот}})}$ . От первого зеркала отражается поток  $\rho_1 \rho_2 P_1 e^{2l(\kappa - \kappa_{\text{пот}})}$ . Если

режим генерации стационарен, то он должен равняться исходному потоку. Из этого условия получаем

$$\rho_1 \rho_2 e^{2l(\kappa - \kappa_{\text{пот}})} = 1,$$

откуда

$$\kappa = \kappa_{\text{пот}} + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}. \quad (4.2)$$

Таким образом, в стационарном режиме среднее значение коэффициента усиления зависит только от среднего значения коэффициента вредных потерь  $\kappa_{\text{пот}}$ , длины стержня  $l$  и коэффициентов отражения  $\rho_1$  и  $\rho_2$ . По физическому смыслу второе слагаемое в выражении (4.2) определяет полезные потери, связанные с выводом излучения. Поэтому его обычно называют коэффициентом полезных потерь  $\kappa_{\text{п.п.}}$ . Зная коэффициент полезных потерь и среднее значение коэффициента вредных потерь можно найти количество энергии, выходящей из резонатора в единицу времени:

$$P = \frac{vls}{\alpha} [\kappa_0 - \kappa_{\text{пот}} - \kappa_{\text{п.п.}}] \frac{\kappa_{\text{п.п.}}}{\kappa_{\text{пот}} + \kappa_{\text{п.п.}}},$$

где  $ls = V$  — объем активного элемента;  $v$  — скорость распространения излучения;  $\kappa_0$  — начальный коэффициент усиления;  $\alpha$  — параметр нелинейности, который характеризует нелинейность взаимодействия частиц с внешним излучением, обусловленную насыщением распределения частиц по уровням.

Как уже отмечалось, в лазерах одно из зеркал резонатора обычно глухое, и поэтому выходная мощность лазера зависит только от коэффициента отражения выходного зеркала и можно сказать, что существует некоторое оптимальное значение  $\rho_{\text{вых}}^{\text{opt}}$ , при котором выходная мощность лазера максимальна для заданной мощности накачки и остальных параметров лазера. Дифференцируя выражение для полной мощности генерации по коэффициенту полезных потерь, найдем

$$\kappa_{\text{п.п.}}^{\text{opt}} = (1/l) \ln (1/\sqrt{\rho_1 \rho_2}) = \sqrt{\kappa_0 \kappa_{\text{пот}}} - \kappa_{\text{пот}}.$$

Отсюда

$$(\rho_1 \rho_2)_{\text{opt}} = e^{-2l(\sqrt{\kappa_0 \kappa_{\text{пот}}} - \kappa_{\text{пот}})}.$$

Результаты, полученные на основе уравнений переноса применительно к потокам энергии, для стационарного режима хорошо согласуются с экспериментальными данными даже при импульсном возбуждении активной среды, если длительность импульса намного превышает период установления в резонаторе стационарных колебаний (или средний промежуток времени между пиками). Существенное отличие расчетных и опытных данных может наблюдаться только для высокооднородных сред при одномодовом режиме генерации, что объясняется спецификой физических процессов, происходящих при данном режиме генерации и обусловленных наличием стоячей волны.

## 4.2. РАБОТА ЛАЗЕРОВ В РЕЖИМЕ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ

Если в резонаторе лазера находится только активный элемент и нет каких-либо нелинейных элементов или элементов, свойства которых изменяются под воздействием внешних сигналов, то в этом случае говорят о режиме свободной генерации. На практике свободное излучение лазера представляет собой, как правило, последовательность относительно коротких импульсов — пичков. Генерация представляет собой пульсации излучения, которые имеют незатухающий характер, причем амплитуды пичков и расстояния между ними беспорядочно флюктуируют, что является следствием различных влияющих факторов, имеющих техническую и физическую природу. И хотя в условиях свободной генерации лазер может испускать световые импульсы длительностью порядка 100 мкс, для ряда применений этого недостаточно. Требуются моноимпульсы более короткой длительности и более высокой мощности.

Наиболее просто задача генерации коротких одиночных импульсов решается путем использования резонаторов с управляемой добротностью. Этот режим еще называют режимом генерации гигантских импульсов. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает нескольких гигаватт. Длительность гигантского импульса имеет порядок 10—100 нс, но в отдельных случаях могут быть получены импульсы длительностью до 1—3 нс.

Принцип действия лазеров с управляемой добротностью основан на сокращении времени излучения посредством накопления активных центров на метастабильном уровне. Этого можно достичь, помещая в резонатор лазера модулятор, управляемый внешним сигналом.

Управляя добротностью резонатора, обеспечивают высокий уровень вредных потерь. Это приводит к увеличению порога генерации и позволяет создать большую инверсную населенность в активной среде. Значительное возрастание инверсии возможно только при большом времени жизни верхнего уровня. В этих условиях вместо последовательности коротких нерегулярных пичков формируется единичный короткий световой импульс большой мощности (рис. 4.2).

Режим модуляции добротности лазера характеризуется следующими основными параметрами: временем задержки генерации  $t_{\text{зад}}$ , длительностью гигантского импульса  $\tau_n$ , пиковой мощностью  $P_{\text{max}}$  и энергией  $W$  излучения импульса.

Для расчета указанных характеристик может быть использован вероятностный метод описания процессов в лазерах, рассмотренный в гл. 3. В общем виде, не зависящем от выбора конкретной схемы уровней (трех- и четырехуровневой схемы генерации), балансные уравнения для нестационарного процесса были сформулированы Статцем и Де Марсом. Искомые функ-



циями в этих уравнениях являются плотность инверсной заселенности  $N(t)$  и плотность числа фотонов на частоте генерации  $M(t)$ . Принимая во внимание, что длительность высвечиваемого импульса в режиме модуляции добротности много меньше длительности импульса накачки и процессов релаксации при мгновенном включении добротности, искомая система балансных уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} dM(t)/dt &= \\ &= B^1 M(t) N(t) - M(t) f(t)/\tau_{\text{рез}}; \\ dN(t)/dt &= -\beta B^1 M(t) n(t), \end{aligned}$$

где  $B^1 = B\hbar\omega$  — коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов в канале генерации, помноженной на энергию фотона;  $\tau_{\text{рез}}$  — время жизни фотона в резонаторе, определяемое совокупностью вредных и полезных потерь ( $Q = \omega/\tau_{\text{рез}}$ );  $\beta$  — целое число, описывающее изменение разности заселенностей рабочих уровней при излучении одного фотона;  $f(t)$  — некоторая функция от времени, изменяющаяся от значения  $f(0) = Q/Q_{\text{min}}$  до 1. Плотность числа фотонов на частоте генерации легко выражается через плотность светового потока  $S(t)$ , скорость распространения излучения и энергию фотона:

$$M(t) = S(t)/(v\hbar\omega).$$

Развитие гигантского импульса удобно рассматривать, выделив три основных временных этапа, которые будем характеризовать изменением во времени мощности генерируемого излучения  $P(t)$ , добротности резонатора  $Q(t)$ , плотности инверсной заселенности  $N(t)$  и пороговой плотности инверсной заселенности  $N(t)_{\text{пор}}$ . На рис. 4.2 показаны все характерные зависимости.

Под действием импульса накачки в активном элементе возрастает плотность инверсной заселенности  $N(t)$ . В какой-то момент времени происходит включение добротности, которая начинает быстро расти, что приводит к уменьшению порога генерации. В тот момент времени, когда пороговое значение плотности инверсной заселенности  $N(t)_{\text{пор}}$  сравняется с плотностью инверсной заселенности  $N(t)$ , начнется процесс генерации; этот момент времени обычно выбирают в качестве начального момента.

На следующем этапе наблюдается медленное линейное развитие генерации. Для него характерно практически постоянное значение плотности инверсной заселенности. На линейном этапе генерации мощность генерируемого излучения увеличивается

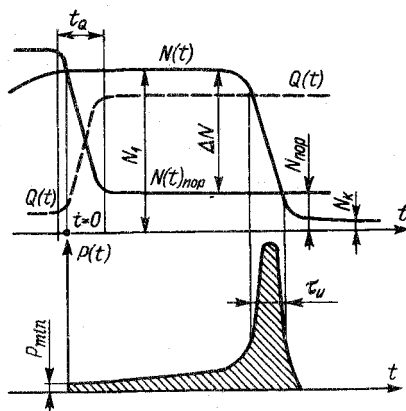


Рис. 4.2. Схема формирования гигантского импульса

незначительно, и быстрое ее возрастание наблюдается лишь в конце этапа. Начальное значение мощности излучения в момент времени  $t = 0$  обусловлено спонтанными процессами.

Этап формирования гигантского импульса существенно меньше этапа линейного развития. В течение этого короткого промежутка времени плотность инверсной заселенности  $N(t)$  падает до минимального значения  $N_{\min}$ , которое оказывается меньше конечного порогового значения  $N_{\text{пор}}$ . В момент совпадения  $N(t)$  и  $N(t)_{\text{пор}}$  генерация не прекращается, так как находящиеся в резонаторе фотоны все еще продолжают инициировать акты высвечивания активных центров. И чем больше превышение исходной плотности инверсной заселенности по отношению к пороговому значению  $N_{\text{пор}}$ , тем до меньших значений уменьшается плотность инверсной заселенности. Практически вся энергия, сосредоточенная в гигантском импульсе, высвечивается на данном этапе.

Для увеличения энергии гигантского импульса необходимо увеличивать превышение начального значения плотности инверсной заселенности к моменту генерации по отношению к пороговому значению плотности инверсной заселенности, т. е. увеличивать разность  $\Delta N = N_1 - N_{\text{пор}}$ . Для выполнения этого условия обеспечивают глубокую модуляцию добротности, высокую интенсивность накачки и согласовывают момент включения добротности с импульсом накачки. Последнее требование обусловлено тем, что добротность должна включаться в тот момент, когда плотность инверсной заселенности приблизится к своему предельному значению.

Мощность  $P$  генерируемого излучения можно представить в следующем виде:

$$P = \hbar \omega \kappa_{\text{п.п}} M V,$$

где  $V$  — объем, участвующий в генерации;  $v$  — скорость распространения излучения;  $\kappa_{\text{п.п}}$  — коэффициент полезных потерь. Оптимальное значение добротности резонатора, которое позволяет получить максимальную пиковую выходную мощность при фиксированном значении  $N_1$ , соответствует случаю  $N_1/N_{\text{пор}} = 3,5$ . Оценим энергию высвечивающегося гигантского импульса. В процессе излучения импульса плотность инверсной заселенности изменяется от  $N_1$  до  $N_k$ . Это соответствует рождению в единице объема активной среды  $(1/\beta) (N_1 - N_k)$  фотонов. Умножив это число на энергию фотона  $\hbar \omega$ , генерирующий объем активной среды  $V$  и отношение  $\kappa_{\text{п.п}}/(\kappa_{\text{пот}} + \kappa_{\text{п.п}})$ , описывающее долю генерируемой световой энергии, выходящей через зеркало резонатора в виде полезного излучения, получим

$$W = (\hbar \omega / \beta) V (N_1 - N_k) \kappa_{\text{п.п}} / (\kappa_{\text{пот}} + \kappa_{\text{п.п}}).$$

Длительность импульса можно получить на основе следующего выражения:

$$\tau_{\text{п.п}} \approx W / P_{\text{мах}}.$$

Можно показать, что длительность импульса достигает минимума при том же значении добротности, при котором оказывается максимальной пиковая мощность импульса. Отсюда следует, что уменьшение пиковой мощности гигантского импульса при возрастании добротности в области  $N_1/N_{\text{пор}} > 3,5$  связано с удлинением импульса ( $N_{\text{пор}} = (B\hbar Q)^{-1}$ ).

Принято различать быстрое и медленное включения добротности резонатора, которые определяются по отношению времен включения добротности к времени линейного развития импульса генерации. В случае быстрого включения, который был рассмотрен выше, импульс излучения имеет несимметричную форму, т. е. его фронт значительно короче спада. По мере уменьшения скорости включения форма импульса становится симметричной, и длительности фронта и спада сравниваются.

При достаточно медленном включении добротности ( $t_Q \gg t_0$ ) генерация представляет уже несколько независимых световых импульсов (рис. 4.3). Это связано с тем, что в момент генерации добротность резонатора оказывается низкой и излученные фотоны быстро покидают резонатор. В результате этого генерация срывается, в то время как значительное число активных центров остается в возбужденном состоянии. При дальнейшем увеличении добротности снова начинают выполняться условия самовозбуждения и возникает следующий импульс. Так как последующие импульсы образуются при меньшем значении инверсии, мощность их уменьшается, а длительность возрастает. Уменьшение мощности при медленном включении связано с тем, что высвечивание происходит при низких добротностях резонатора и, следовательно, большая часть энергии расходуется на потери в управляющем элементе. Процесс высвечивания импульсов прекращается, когда устанавливается постоянное значение порога, отвечающее максимальной добротности.

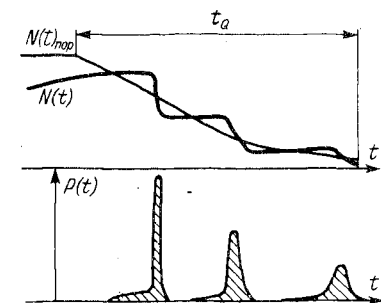


Рис. 4.3. Режим медленного включения добротности

#### 4.3. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРОВ

Все известные методы модуляции добротности резонаторов подразделяются на активные и пассивные. К активным относятся методы, в которых модулирующие устройства меняют значение потерь по заданному закону или в соответствии с внешним управляющим сигналом. Пассивные модулирующие элементы управляются непосредственно полем излучения, имеющимся в резонаторе лазера.

Модулирующие устройства активного типа можно разделить по характеру физических эффектов, на которых основано их дей-

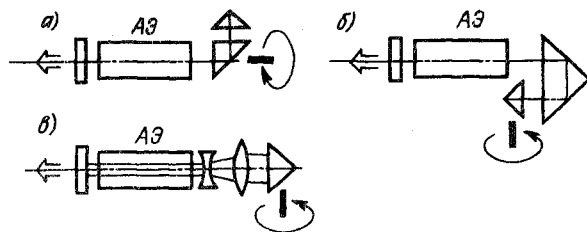


Рис. 4.4. Оптические схемы с оптико-механической модуляцией добротности (АЭ — активный элемент)

ствие, на следующие, получившие наибольшее практическое применение: оптико-механические, электрооптические и акустооптические. При оптико-механической модуляции добротности модулирующее устройство, как правило, представляет собой вращающуюся призму-крышу, выполняющую функции одного из зеркал резонатора (рис. 4.4, а). Время включения добротности в этом случае зависит от частоты вращения призмы. При частотах вращения призмы 20 000—30 000 об/мин время переключения добротности имеет порядок  $10^{-7}$  с. Время коммутации в этом случае достаточно велико, что может привести к появлению нескольких импульсов излучения. Для увеличения скорости переключения в резонатор можно ввести дополнительные неподвижные отражатели. Эффективная угловая скорость вращения призмы для лазера с добавочной призмой (рис. 4.4, а, б) будет  $\omega_{\text{эфф}} = m_{\text{отр}} \omega_{\text{д}}$ , где  $m_{\text{отр}}$  — количество отражений от вращающегося элемента;  $\omega_{\text{д}}$  — угловая скорость вращения двигателя. Для увеличения скорости коммутации в резонатор лазера можно ввести телескопическую систему (рис. 4.4, в), что также позволяет увеличить скорость коммутации в число раз, соответствующее кратности телескопической системы.

Для управления добротностью резонатора может быть использован эффект нарушения полного внутреннего отражения света от поверхности призмы при приближении к ней диэлектрика. Модулирующая призма работает в довольно тяжелых условиях при воздействии оптического излучения высокой плотности мощности, и к качеству ее изготовления предъявляются высокие требования. Призму изготавливают из стекла марки К-8 или плавленного кварца с обработкой гипотенузной и катетных граней методом глубокой алмазной полировки для увеличения стойкости к излучению. Допуск на прямой угол призмы типа ВР-180° составляет  $\pm 5''$ . Иногда в оптических схемах лазеров для получения мощного одиночного импульса используют гибридные затворы в виде комбинации вращающейся призмы, обеспечивающей жесткую синхронизацию моментов появления гигантского импульса, и самопросветления фильтра или фототропного затвора. Такая комбинация позволяет при уменьшении частоты вращения призмы

обеспечить получение моноимпульса, что повышает его энергетические параметры.

Оптико-механические затворы с вращающейся призмой, несмотря на колебания оси излучения, низкий КПД, значительные шумы и вибрацию двигателя, нашли широкое применение в лазерах с управляемой генерацией благодаря простоте конструкции и юстировки, надежности, а также возможности работы в широком температурном и спектральном диапазонах.

Использование электрооптических затворов и управляемых отражателей предоставляет большие возможности при осуществлении различных режимов работы лазера. Электрооптическое управление резонатором лазера основано на электрооптическом эффекте Поккельса, заключающемся в изменении показателя преломления света в кристаллах, помещенных в электрическое поле. Построение оптических схем лазеров при использовании электрооптических затворов основано на повороте плоскости поляризации излучения лазера после прохождения им ячейки Поккельса. Одна из возможных оптических схем показана на рис. 4.5, а.

Электрооптический элемент 1 устанавливают в резонаторе лазера так, чтобы его оптическая ось была параллельна оптической оси лазера. Между элементом Поккельса и полностью отражающим зеркалом резонатора помещают анализатор 2. Его ориентируют таким образом, чтобы вектор поляризации излучения лазера был ортогонален вектору поляризации излучения, пропускаемого анализатором. При отсутствии управляющего напряжения анализатор не пропускает возникающего при накачке излучения лазера, и добротность резонатора оказывается очень низкой. Генерация отсутствует.

Электрооптический затвор работает следующим образом: во время подачи импульса поджига к лампам накачки происходит запуск схемы задержки, которая по истечении задержки  $t_{\text{зад}}$  подает импульс управляющего напряжения на ячейку Поккельса, в результате чего вектор поляризации излучения лазера поворачивается на  $90^\circ$  и оказывается совпадающим с вектором поляризации излучения, пропускаемого анализатором. Прошедшее через анализатор излучение отражается от зеркала и вновь возвращается в активный элемент. Потери в резонаторе резко уменьшаются, что приводит к генерации мощного кратковременного импульса излучения. Время включения затвора достигает единиц наносекунд.

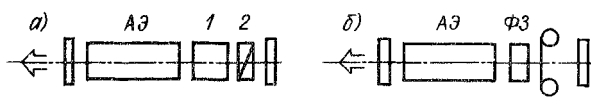


Рис. 4.5. Оптическая схема с затвором: а — электрооптическим; б — комбинированным;

АЭ — активный элемент; ФЗ — фототропный затвор

В качестве электрооптических кристаллов используют вещества, отличающиеся высокой стойкостью к лазерному излучению и имеющие небольшой уровень потерь. Этим требованиям в настоящее время наилучшим образом удовлетворяют кристаллы KDP, ADP, DKDP и  $\text{LiNbO}_3$ . Достоинством оптических затворов данного типа является их малая инерционность, что особенно важно при обеспечении высокого КПД в лазерах с большим коэффициентом усиления активной среды. К недостаткам электрооптических кристаллов можно отнести их гигроскопичность и низкую механическую прочность.

Для модуляции добротности резонатора лазера могут быть использованы и акустооптические затворы, но они применяются преимущественно в лазерах с непрерывной накачкой. В открытом состоянии они имеют потери примерно на порядок ниже, чем у электрооптических, что особенно существенно для лазеров с непрерывной накачкой, которые характеризуются более низкими коэффициентами усиления. Время переключения у акустооптических затворов на два, три порядка выше, чем у электрооптических (100—1000 нс).

Модуляция добротности реализуется и при использовании пленочных затворов с взрывающейся металлической пленкой. Для этих целей применяется алюминиевая пленка толщиной 0,25 мкм, нанесенная на лавсановую или стеклянную основу. Различают два режима модуляции: пассивный, когда пленка взрывается под действием импульса генерации, возникающего в резонаторе; активный, когда импульс генерации развивается при подрыве пленки вспомогательным импульсом электрического тока. Активный режим работы пленочного затвора более благоприятен, так как к моменту формирования гигантского импульса остается меньше продуктов сгорания, чем в пассивном затворе. При использовании электровзрываемого пленочного затвора после генерации мощного импульса могут последовать несколько пиков свободной генерации, которые могут быть убраны в комбинированной схеме при использовании фототропного затвора (рис. 4.5, б). Преимуществом такой комбинации являются возможность запуска затвора внешним пусковым импульсом и генерация единственного импульса. Конструктивно пленочный затвор представляет собой две вращаемые бобины, между которыми в промежутке между вспышками ламп накачки перематывается алюминированная пленка. Данный тип затвора имеет следующие преимущества: простоту конструкции; возможность работы с разными активными средами, излучение которых не поглощается материалом подложки; отсутствие колебаний оси излучения по направлению при изменении уровня накачки активного элемента; возможность работы при больших размерах сечения активных элементов.

Схемы с пассивными фототропными (просветляющимися) затворами применяются для модуляции добротности в целях полу-

чения наносекундных импульсов и одномодового излучения. Импульсы такой длительности могут быть получены в лазере с простой оптической схемой, где фототропный затвор расположен в резонаторе, состоящем из полупрозрачного и 100%-ных плоскопараллельных зеркал, между которыми находятся фототропный затвор и активное тело. Фототропный затвор представляет собой нелинейный резонансный поглотитель, прозрачность которого изменяется под действием интенсивного светового потока. Просветляющийся фильтр содержит молекулы (атомы), резонансно поглощающие излучение на частоте рабочего перехода для данного лазера.

Применяемые в настоящее время пассивные затворы представляют собой резонансно-поглощающие вещества, введенные в качестве добавки в прозрачные среды. Наиболее часто используют растворы органических красителей: цианиновых (фталоцианина и криптоцианина) и полиметиновых. Цианиновые красители предназначены для работы в лазерах на рубине, полиметиновые — в лазерах, активированных неодимом. Кроме органических красителей свойства просветления имеют стекла КС-19, в которых основной рабочей примесью является сульфид кадмия. В зависимости от типа растворителя положение максимума полосы поглощения для различных полиметиновых красителей изменяется с некоторой тенденцией смещения в сторону больших длин волн по мере увеличения коэффициента преломления растворителя. Существенным недостатком большинства растворов полиметиновых красителей является нестойкость к мощному световому излучению, под действием которого в этих средах происходят необратимые фотохимические реакции. Кроме того, некоторые типы красителей разлагаются при длительном хранении.

Характер взаимодействия излучения с резонансно-поглощающей средой зависит от длительности светового импульса и времени жизни возбужденного состояния. Обобщенная схема энергетических уровней фталоцианина аналогична трехуровневой схеме генерации (рис. 4.6). Возбуждение до первого синглетного состояния  $S_1$  характеризуется очень высокой вероятностью перехода. Последнее обеспечивает большую вероятность поглощения. Время жизни молекулы в состоянии  $S_1$  очень мало и в зависимости от типа красителя составляет от  $10^{-10}$  до  $10^{-12}$  с. Нижнее триплетное состояние является «ловушкой» поглощающихся частиц, так как триплет — синглетный переход  $T_1 \rightarrow S_0$  — в первом приближении запрещен по спину ( $\tau_{\text{трип}} \approx 10^{-6}$  с). В силу этого переходы  $S_1 \rightarrow S_0$  практически отсутствуют. В таком приближении, когда  $A_{32} \gg A_{31}$ ,  $\tau_{\text{трип}} \gg \tau_{\text{имп}}$ , самопросветляющуюся

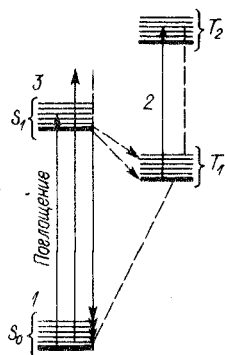


Рис. 4.6. Структура энергетических состояний нижних уровней раствора самопросветляющегося красителя

среду можно рассматривать как двухуровневую систему.

В процессе создания инверсии в активной среде в какой-то момент времени усиление активной среды компенсирует потери в резонаторе, и начинается процесс развития импульса генерации. На начальном этапе процесс развития импульса идет медленно, так как когерентное излучение не просветлило полностью затвор и порог генерации превышен незначительно. Но начиная с некоторого момента процесс генерации развивается лавинообразно. При данном режиме модуляции из-за неполного просветления фильтра фронт гигантского импульса более растянут, чем при мгновенном включении добротности. Наличие потерь, связанных со светорассеянием, поглощением при переходах из возбужденных состояний  $S_1$  и  $T_1$  в более высокие группы уровней  $T_2$  и т. п., не позволяет получить коэффициент пропускания просветленного состояния затвора более 60—90%, что отрицательно сказывается на КПД лазера.

Существенной особенностью механизма просветления является то, что получаемый импульс, как правило, одночастотный. Это объясняется тем, что в процессе возникновения генерации она начинает развиваться на одной из мод  $ТЕМ_{mnq}$ , что приводит к просветлению фильтра в нужных для нее местах. Тем самым формируется самосогласованный фильтр, предотвращающий генерацию на других типах колебаний. Конструктивно фототропный затвор представляет собой стеклянную или кварцевую кювету, заполненную раствором резонансно-поглощающего вещества в органическом растворителе. Кювету изготавливают из толстого стеклянного или кварцевого кольца и двух плоскопараллельных пластин, соединенных с кольцом глубоким оптическим контактом. Сбоку кольцо имеет отверстие для заливки раствора. Параллельность входных окон кюветы должна составлять 5—10". Толщину полости для заливки фототропной среды обычно выбирают минимально возможной (в пределах 1—3 мм). При увеличении толщины фототропной среды возрастают потери из-за явлений вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) и вынужденного комбинационного рассеяния ВКР в органическом растворителе.

#### 4.4. РЕЖИМ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД

В условиях свободной генерации зависимость интенсивности выходного излучения лазера от времени, как правило, имеет вид нерегулярных пиков, одной из причин этого является генерирование большого числа различных поперечных и продольных мод. Наличие внутри резонатора лазера различных оптических элементов обычно приводит к возникновению локальных резонаторов, препятствующих возбуждению некоторых типов колебаний за счет интерференционной селекции мод, имеющей место благодаря наличию ряда отражающих плоскостей. Каждый такой



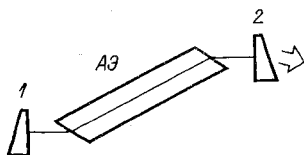


Рис. 4.7. Схема лазера с неселективным резонатором

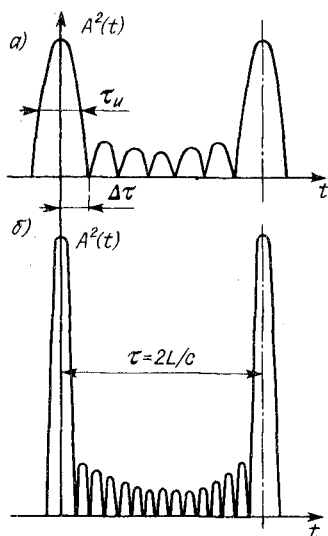


Рис. 4.8. Временная зависимость мощности излучения в случае генерации семи (а) и пятнадцати (б) продольных мод

резонатор обладает определенной полосой пропускания, поэтому совместное действие всех резонаторов может существенно ограничить число мод, возбуждающихся в системе. Для устранения этого явления используют так называемые неселективные резонаторы, в которых зеркальные покрытия наносят на клиновидные подложки 1 и 2, а торцы активного элемента АЭ срезают под углом Брюстера (рис. 4.7).

В такой системе возникает многочастотная генерация со спектральной шириной, близкой к действительной ширине эмиссионной линии данного лазерного перехода, что наиболее удобно для синхронизации мод, так как эффективность данного режима возрастает с увеличением числа генерируемых продольных мод. Под синхронизацией мод понимают процесс, в результате которого разности фаз между соседними модами остаются постоянными. В результате интерференции продольных мод появляются флуктуации интенсивности и происходит генерация весьма коротких световых импульсов очень большой мощности.

Синхронизация фаз продольных мод лазера позволяет получать импульсы лазерного излучения длительностью  $10^{-10}$ — $10^{-12}$  с пиковой мощностью до  $10^{12}$  Вт. Такие световые импульсы называют сверхкороткими или ультракороткими.

Идею синхронизации продольных мод с точки зрения их интерференции можно объяснить следующим образом. Предположим, что в резонаторе все моды генерируют одновременно, амплитуды их одинаковы, а фазы синхронизированы. Пусть число таких мод равно  $2N + 1$ , амплитуды мод одинаковы и равны  $E_0$ , а разность фаз  $\Phi_k - \Phi_{k-1} = \alpha = \text{const}$ . Тогда результирующее электри-

ческое поле  $E(t)$  электромагнитной волны можно представить в виде

$$E(t) = \sum_{l=-N}^N E_0 e^{i[(\omega_0 + l \Delta\omega)t + l\alpha]}, \quad (4.3)$$

где  $\omega_0$  — центральная частота моды;  $\Delta\omega = \pi c/L$  — расстояние между соседними модами. Для простоты предполагаем, что фаза центральной моды равна нулю. Выполняя суммирование в выражении (4.3), найдем

$$E(t) = A(t) e^{i\omega_0 t},$$

где

$$A(t) = \frac{\sin[(2N+1)(\Delta\omega t + \alpha)/2]}{\sin[(\Delta\omega t + \alpha)/2]} E_0. \quad (4.4)$$

Таким образом,  $E(t)$  представляет собой несущую синусоидальную волну с центральной частотой  $\omega_0$  и амплитудой  $A(t)$ . Выходная мощность излучения пропорциональна  $A^2(t)$ . Временная зависимость интенсивности излучения при генерации  $2N+1=7$  и  $2N+1=15$  модам приведена на рис. 4.8.

Таким образом, поле в резонаторе оказывается промодулированным по амплитуде функцией  $A(t)$ . Выполнение условия синхронизации мод приводит к их взаимной интерференции, и генерация излучения принимает вид последовательности коротких световых импульсов. Максимумы амплитуды огибающей последовательности импульсов соответствуют тем моментам времени, когда знаменатель выражения (4.4) обращается в ноль. Следовательно, временной интервал между соседними импульсами равен

$$\tau = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c.$$

Это время есть так называемый период модуляции и соответствует полному проходу резонатора. Следовательно, генерацию можно представить как импульс излучения, распространяющийся в резонаторе туда и обратно. Временной интервал  $\Delta t$  между пиком импульса и первым нулевым уровнем дается выражением  $\Delta t = 1/\Delta\nu_{\text{ген}}$ , где  $\Delta\nu_{\text{ген}} = (2N+1)\Delta\omega/2\pi$  — полная ширина спектра генерируемого излучения. Длительность импульса  $\tau_{\text{л}}$ , измеренная на полувысоте, также приблизительно равна  $\Delta t$ . Таким образом, для получения коротких световых импульсов требуются активные материалы с большой шириной контура линии усиления лазера. Пиковая мощность излучения в режиме синхронизации мод пропорциональна  $(2N+1)^2 A^2 t$ , тогда как, если фазы мод случайны, мощность излучения пропорциональна сумме мощностей отдельных мод. Отсюда следует, что благодаря синхронизации мод пиковая мощность увеличивается пропорционально числу синхронизированных мод, в то время как средняя мощность практически не зависит от синхронизации мод.

В методах синхронизации мод, как и в методах модуляции добротности резонаторов, различают активную и пассивную синхронизацию. Первая осуществляется под действием внешнего сигнала, управляющего работой модулятора, вторая под влиянием поля излучения спонтанно с помощью соответствующей нелинейной оптической среды.

Для иллюстрации активной синхронизации мод предположим, что осуществляется периодическая модуляция параметров резонатора с частотой  $\Omega$ , равной или кратной разности частот соседних мод. Рассмотрим модуляцию амплитуды центральной моды

$$E(t) = E_0[1 + \beta \cos(\Omega t)] e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)},$$

где  $\beta$  — глубина модуляции ( $0 \leq \beta \leq 1$ ). Используя формулу Эйлера для представления  $\cos$ , получим

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} + (\beta E_0/2) e^{i(\omega_0 + \Omega)t + i\varphi_0} + (\beta E_0/2) e^{i(\omega_0 - \Omega)t + i\varphi_0}.$$

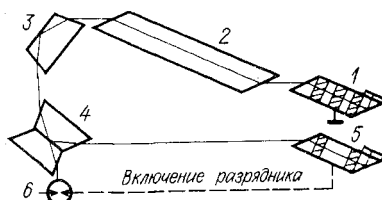
Таким образом, периодическая амплитудная модуляция с частотой  $\Omega$  приводит к превращению моды на несущей частоте  $\omega_0$  в три синфазные моды на частотах  $\omega_0$ ,  $\omega_0 + \Omega$ ,  $\omega_0 - \Omega$ , что вызовет обмен энергией с двумя соседними модами. Поля боковых составляющих соответствуют собственным частотам резонатора и лежат в пределах контура линии усиления лазерного перехода, что приводит к их усилению. Они тоже подвергаются модуляции с частотой  $\Omega$ , в результате чего возникают боковые составляющие с частотами  $\omega_0 \pm 2\Omega$ . Этот процесс продолжается до тех пор, пока все аксиальные моды внутри области генерации не оказываются синхронизованными.

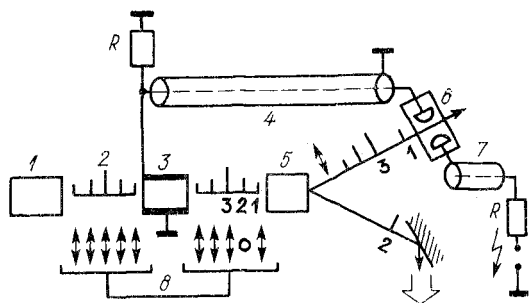
Лазер с активной синхронизацией мод содержит амплитудный или фазовый модулятор, размещаемый вблизи одного из зеркал резонатора. Амплитудная модуляция осуществляется акустооптическим или электрооптическим модулятором, применяемым совместно со скрещенными поляризаторами.

Для синхронизации мод с последующим выведением пикосекундного импульса из резонатора может быть использована схема, приведенная на рис. 4.9. Устанавливая два или более электрооптических управляемых отражателя, можно осуществить включение добротности, периодическую модуляцию для фазировки мод и выведение импульса из резонатора. Для переключения электро-

Рис. 4.9. Пикосекундный лазер с активной синхронизацией мод:

1, 5 — электрооптические отражатели; 2 — активный элемент; 3 — поворотная призма; 4 — две поворотные призмы с воздушным вавором для выведения части излучения из резонатора; 6 — световскровой разрядник





**Рис. 4.10. Схема выделения пикосекундного импульса:**

1 — лазер; 2 — пучок пикосекундных импульсов; 3 — ячейка Поккельса; 4 — разрядный кабель; 5 — поляризационное отклоняющее устройство; 6 — искровой промежуток; 7 — зарядный кабель; 8 — направление поляризации импульсов в пучке

оптических устройств в режим выведения часть излучения должна отводиться из резонатора на светоисковой разрядник. Когда интенсивность выведенного излучения становится достаточной для пробоя светоискового разрядника, последний срабатывает и формирует электрический импульс, переключающий один из управляемых отражателей в режим выведения, благодаря чему один пикосекундный импульс выводится из резонатора. Здесь один управляемый отражатель используется для включения добротности и периодической модуляции, другой управляемый отражатель включается от светоискового разрядника и осуществляет выведение пикосекундного импульса.

При наличии лазера, работающего в режиме синхронизации мод, выделение одиночного импульса с лучшими параметрами может быть выполнено и внешними устройствами. По схеме на рис. 4.10 лазер должен излучать пучок линейно поляризованных импульсов. Этот пучок проходит через ячейку Поккельса, а затем через поляризационное отклоняющее устройство. При отсутствии напряжения на ячейке Поккельса весь пучок должен был бы отклоняться в направлении, определяемом поляризацией излучения лазера. При включении высокого напряжения зарядный кабель заряжается через сопротивление  $R$  и напряжение оказывается приложенным к искровому промежутку. При соответствующем выборе порога срабатывания импульс, обозначенный на рис. 4.10 цифрой 1, являющийся в пучке первым, зажигает в разрядном промежутке искру. В результате этого высоковольтный кабель за короткий промежуток времени разряжается. В течение этого промежутка к ячейке Поккельса оказывается приложенным импульс напряжения, который изменяет поляризацию второго импульса пучка. Для управления ячейкой Поккельса может быть использован и быстродействующий фотодетектор.

Пассивная синхронизация мод технически осуществляется гораздо проще. В этом случае периодическая модуляция параметров резонатора может быть выполнена с помощью находящегося внутри резонатора нелинейного оптического элемента, например просветляющегося фильтра.

С точки зрения интерференционных представлений каждая пара продольных мод, возбуждаемых в лазере с просветляющимся фильтром, будет периодически модулировать коэффициент резонансного поглощения фильтра с частотой, равной разности частот рассматриваемых мод, что приведет к амплитудной модуляции всех мод. В результате этого может реализоваться процесс синхронизации между фазами различных мод, т. е. режим синхронизации мод.

Синхронизация продольных мод в лазере с просветляющимся фильтром может быть рассмотрена на основе использования флуктуационных представлений. Под действием импульса накачки происходит возбуждение активной среды и начинается спонтанное излучение на частоте рабочего перехода. Спонтанное излучение является по своей природе флуктуационным процессом и его интенсивность флуктуирует с характерным временем корреляции  $\tau_{\text{кор}} \approx 1/\Delta\omega_{\text{люм}}$ . К тому моменту, когда вклад усиленных спонтанных шумов начинает превышать вклад прямого спонтанного излучения, появляется периодическая корреляция поля в моменты  $t$  и  $t + T$ , где  $T$  — полное время прохода излучения по резонатору. На спектральном языке наличие периодической корреляции означает формирование отдельных дискретных мод, составляющих эквидистантный набор частот  $\omega_k = \omega_0 + k(2\pi/T)$ . Важно, что образование квазипериодической флуктуационной картины происходит еще до достижения лазером порога. Эти исходные флуктуации оказываются существенными для формирования окончательной временной картины излучения.

Коэффициент усиления активной среды на некоторой частоте пропорционален произведению разности заселенностей рабочих уровней на функцию  $G(\omega_k)$ , описывающую спектральный профиль линии люминесценции. Поэтому в процессе роста инверсии под действием накачки пороговое условие выполняется сначала для центральной частоты, затем постепенно входят в генерацию и другие частоты, причем процесс регенеративного усиления шумов непрерывно переходит в процесс генерации.

Таким образом, к моменту, когда начинается просветление фильтра, излучение представляет собой квазипериодическую шумовую картину с шириной спектра  $\Delta\omega_0$ , много меньшей исходной ширины линии  $\Delta\omega_{\text{люм}}$ .

В процессе просветления фильтра происходит преобразование профиля поля, установившегося к началу просветления. Преобразование поля состоит в преимущественном росте тех точек профиля, где интенсивность максимальна. В результате многократных проходов излучения через просветляющийся фильтр каждый отдельный выброс интенсивности сокращается по длительности. Одновременно с этим происходит подчеркивание наиболее интенсивных выбросов: их рост происходит быстрее, чем рост менее интенсивных выбросов.

Сужение импульсов и выделение наиболее интенсивных импульсов происходит одновременно, в едином процессе взаимодействия поля с фильтром. Однако лишь второй эффект равнозначен фазировке мод исходного спектра. Именно этот эффект может приводить к формированию регулярной временной картины излучения из первоначально хаотической временной структуры. Эффект же сужения импульсов означает появление новых дополнительных спектральных компонент, а к фазировке исходных компонент спектра прямого отношения не имеет.

Условия и характер фазового согласования зависят от оптической схемы и параметров лазера. Большое значение имеет положение фототропного затвора относительно зеркал резонатора, которое влияет на расстояние между максимумами импульсов и их интенсивностями. Размещение затвора в положениях  $x = L/m$  ( $L$  — база резонатора;  $m$  — целое число;  $x$  — расстояние затвора от 100%-ного зеркала) приводит к увеличению частоты следования импульсов. Расположение затвора вплотную к глухому зеркалу наиболее удобно с точки зрения практического использования, так как позволяет получить пуг импульсов с максимальной пиковой мощностью и наибольшей скважностью.

Синхронизацию мод можно осуществить также посредством периодической модуляции усиления, что достигается путем накачки лазера пугом импульсов другого лазера с активной синхронизацией мод. Достоинство такого метода заключается в том, что он позволяет получать при периодической накачке импульсы, длительность которых существенно меньше длительности импульсов накачки. Кроме того, для лазера на красителе с синхронной накачкой возможно в определенных диапазонах непрерывно перестраивать частоту генерируемых ультракоротких импульсов.

Длина резонатора лазера с синхронной накачкой должна быть достаточно близка к длине резонатора лазера накачки или кратна ей. Наибольший практический интерес представляет метод синхронной накачки в лазерах на красителях. Метод синхронной накачки может применяться и в полупроводниковых лазерах, где возможна как оптическая накачка, так и неоптическая при модуляции инжекционного тока.

Твердотельными лазерами будем называть также квантовые генераторы, в которых в качестве активной усиливающей среды используется кристаллический или аморфный диэлектрик. Исторически твердотельные лазеры стали первыми генераторами когерентного оптического излучения. Они получили широкое распространение благодаря тому, что позволяют получать мощное когерентное излучение от ультрафиолетовой до ближней ИК области спектра, работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме.

В настоящее время генерация получена на большом числе активных сред, но наибольшее распространение получили лазеры на рубине ( $\lambda = 0,69$  мкм), иттрий-алюминиевом гранате ( $\lambda = 1,06$  мкм) и стекле ( $\lambda = 1,06$  мкм).

Характерной особенностью твердых активных сред является высокая концентрация активных центров, что позволяет получать большие мощности при относительно небольших объемах активных сред. Возбуждение твердотельных лазеров осуществляется с помощью оптической накачки. КПД твердотельных лазеров для отдельных видов лазерных материалов достигает значений более 5%.

### 5.1. СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Конструктивно твердотельный лазер представляет собой излучатель, включающий в себя активный элемент, зеркала резонатора и систему оптической накачки.

Оптической накачкой называется способ создания инверсии при облучении активного вещества излучением специального внешнего источника. Система оптической накачки содержит в общем случае лампу накачки, излучающую лучистый поток, и светооптическую арматуру, концентрирующую поток накачки на активном элементе (рис. 5.1).

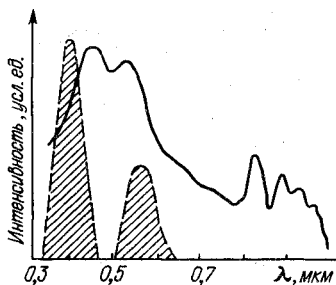
Различают некогерентную и когерентную накачку. При когерентной накачке источником излучения служит вспомогательный лазер.

При накачке твердотельных лазеров наибольшее распространение получила некогерентная накачка. Источником некогерентного излучения может служить излучение естественных источников, например солнца и искусственных источников. К последним относятся газоразрядные импульсные лампы, лампы непрерывного горения (газоразрядные и накаливания), искровые разрядники,



Рис. 5.1. Схема оптической накачки

Рис. 5.2. Спектр излучения импульсной ксеноновой лампы накачки (—); спектр поглощения рубина (—)



пламя, взрывающиеся проволоки, полупроводниковые люминесцентные светодиоды и т. д. Наиболее широко применяются газоразрядные лампы.

Эффективность системы накачки можно определить как отношение поглощаемого в активном материале лучистого потока к мощности, потребляемой всеми лампами накачки. Эффективность системы накачки зависит от КПД лампы накачки, светооптической арматуры и эффективности использования излучения накачки.

К числу наиболее важных параметров газоразрядных ламп с точки зрения использования их для накачки лазеров относятся: эффективность преобразования электрической энергии в световое излучение, спектральный состав излучения, предельная мощность, при которой не нарушается нормальная работоспособность лампы.

В качестве источников накачки наибольшее распространение получили ксеноновые и криптоновые лампы прямой трубчатой конструкции, являющиеся наиболее экономичными преобразователями электрической энергии в энергию оптического излучения. Их спектр излучения близок к спектру абсолютно черного тела с температурой 8000—12 000 К.

Спектр излучения импульсной ксеноновой лампы представляет собой наложение линий и сплошного фона (рис. 5.2). Фон наиболее сильно выражен в видимой и ультрафиолетовой частях спектра. Если теперь, к примеру, сравнить его с графиком спектра поглощения рубина (рис. 5.2), то можно отметить, что на спектр поглощения рубина приходится менее 30% полной световой энергии излучения лампы накачки. Остальная часть энергии является бесполезной и даже вредной, так как она затрачивается на нагревание активного элемента, оболочки лампы накачки и отражателя.

Для накачки лазеров, работающих в непрерывном режиме, используются мощные дуговые криптоновые лампы непрерывного горения. Эти лампы имеют сравнительно небольшой срок службы (500—1000 ч), что ограничивает ресурс работы генераторов когерентного излучения. Одним из способов увеличения ресурса работы лазеров является использование безэлектродных ламп, возбуждаемых высокочастотным разрядом. Они одновременно вы-



полняют функцию отражателя. В связи с отсутствием электродов долговечность лампы существенно больше, чем у ламп обычной конструкции, но распределенный источник излучения уменьшает КПД лазера.

Основной недостаток газоразрядных ламп заключается в сравнительно низкой эффективности преобразования электрической энергии в световое излучение, соответствующее полосам поглощения активного материала.

Перспективным видом накачки является использование излучения полупроводниковых люминесцентных светодиодов, например на  $\text{CaAs}_x\text{P}_{1-x}$ . Люминесцентный полупроводниковый диод допускает температурную перестройку, так что максимум его излучения можно совместить, например, с максимальным поглощением  $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$ . В этом случае КПД источника накачки максимален.

Для повышения эффективности накачки лампы и активного вещества помещают в осветитель. Эффективность светопередачи осветителя очень сильно влияет на КПД всего лазера в целом. Потери в осветителе составляют от 20 до 70%, что в основном и обуславливает низкий КПД твердотельных лазеров. Покрытия осветителей могут быть диффузные или зеркальные. Отражатели с диффузными покрытиями обеспечивают более равномерное распределение энергии излучения лампы накачки по поверхности активного элемента, отличаются стойкостью к воздействию агрессивных сред и мощного оптического излучения. Их изготавливают из четыреххлористого кремния или керамики на основе аморфного диоксида кремния, которые в области 0,5—1 мкм имеют коэффициент отражения 0,92—0,97.

Зеркальные отражатели обладают большим коэффициентом отражения, позволяют осуществлять селективное отражение той части спектра излучения лампы накачки, которая приходится на полосы поглощения активного элемента. Однако они менее стойки к воздействию излучения ламп накачки, не обеспечивают равномерности распределения отраженной энергии на поверхности активного элемента, особенно при повышенных энергиях накачки. Зеркальные отражатели выполняют в виде многослойных структур, которые состоят из подложки, отражающих и защитных слоев. В качестве отражающих используются слои золота, серебра или многослойные диэлектрические покрытия, а материалы защитных слоев Gg, Cu, Ni, Al и другие выбирают с учетом их коррозионной стойкости, адгезии, устойчивости к механическим и климатическим воздействиям.

Наибольшее применение получили осветители, в которых используется фокусировка излучения на активном элементе. Примером такой системы служит эллиптический осветитель, представляющий собой цилиндр эллиптического сечения, внутри которого вдоль фокусных линий размещены активный элемент и

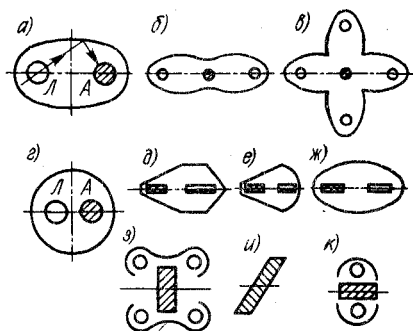


Рис. 5.3. Схемы конструкций осветителей

лампа (рис. 5.3, а). Так как лампа имеет конечные поперечные размеры, ее изображение занимает некоторую область вблизи фокальной линии. Если диаметр активного элемента превышает поперечные размеры изображения источника, то эффективность системы будет максимальной. В противном случае часть лучей на образец не попадает. Таким образом, эффективность эллиптической системы зависит от поперечных размеров источника накачки, активного образца и отражателя. Кроме того, она определяется также эксцентриситетом эллипса, так как уменьшение последнего улучшает фокусировку. В ряде случаев в целях увеличения энергии накачки применяются устройства, являющиеся развитием системы с эллиптическим отражателем. Они представляют собой отражатель, образованный несколькими эллиптическими цилиндрами, имеющими общую фокальную линию (рис. 5.3, б, в). Обычно используются системы с двумя или четырьмя цилиндрами. Это позволяет фокусировать на активном образце излучение от нескольких источников. Эффективность такого осветителя оказывается более низкой, чем осветителя с одноэллипсным цилиндром, что связано с уменьшением фокусирующей поверхности каждого эллипса. На практике также получила распространение система, имеющая осветитель кругового сечения (рис. 5.3, г), в которой лампа и активный элемент расположены симметрично относительно продольной оси цилиндра. Такая система несколько уступает в эффективности эллиптическому осветителю, но зато она проще в изготовлении. В отдельных случаях при небольших габаритных размерах цилиндрические отражатели изготовляют из монолитной заготовки легированного европием кварцевого стекла. В отражателе параллельно оси сверлят два отверстия, внутри которых располагают активный элемент и лампу накачки. Одноламповый осветитель с отражателем такой конструкции обеспечивает высокую эффективность накачки в одномодовом режиме генерации за счет фокусировки излучения накачки в центральную часть активного элемента, а также фильтрацию ультрафиолетового излучения лампы.

На практике, в связи с большим разнообразием конструкций и назначений лазеров, используются и другие типы осветителей. Известны так называемые осесимметричные системы (рис. 5.3, д, е, ж). К ним относятся аксиконы, сфероконны, сфероидальные отражатели. Их достоинством является высокая равномерность освещения активного элемента в плоскости, перпендикулярной к его

оси. Но осесимметричные системы имеют ограниченное применение, так как получение высокого коэффициента отражения в них связано со значительными технологическими трудностями при изготовлении.

Для накачки мощных лазеров и в каскадах квантовых усилителей также используются осветители с фокусировкой излучения накачки на активный элемент. Их конструктивные особенности обусловлены конкретным видом активного элемента (рис. 5.3, з, и, к).

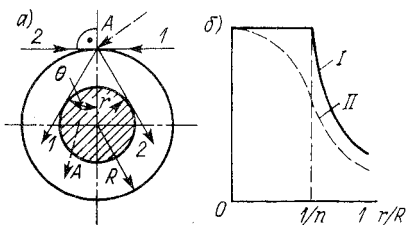
В большинстве лазеров накачка активного элемента осуществляется через боковую поверхность, что, как правило, приводит к заметной неравномерности распределения энергии накачки в поперечном сечении элемента. Следствием этого процесса является и неравномерность распределения инверсии в поперечном сечении активного элемента, что оказывает существенное влияние на энергетические, а также пространственные характеристики излучения. Изменяются типы колебаний резонатора, расходимость излучения лазера. Для выяснения основных закономерностей, приводящих к неравномерному распределению энергии, рассмотрим диэлектрический цилиндр радиусом  $R$  с показателем преломления  $n$ , на который падает излучение накачки (рис. 5.4, а). Представим, что все лучи, попадающие в точку  $A$  на поверхности стержня, приходят из любого направления в пределах угла  $\pi$  рад.

Так как показатель преломления активной среды  $n$  существенно больше единицы, то угол преломления всегда будет меньше угла падения. Предельный угол  $\theta$ , соответствующий углу падения  $\pi/2$ , равен  $\sin \theta = 1/n$ . Таким образом, все лучи, приходящие от лампы накачки, будут преломляться под меньшими углами и лежать между лучами 1 и 2. Используя аналогичные рассуждения для всех точек поверхности, приходим к выводу, что в центральной части среды возникает область, характеризующаяся повышенной плотностью мощности излучения накачки. Размер этой области равен  $r = R \sin \theta = R/n$ .

На рис. 5.4, б приведено распределение плотности мощности излучения накачки в активном элементе. При рассмотрении двумерной модели и отсутствии поглощения в среде на графической зависимости имеется резкий излом, соответствующий области максимальной концентрации излучения. При рассмотрении трехмерной модели, когда предполагается, что направления падающего

Рис. 5.4. Концентрирование лучей в центральной зоне цилиндрического стержня, обусловленное рефракцией: а — схема; б — распределение плотности мощности излучения в активном элементе;

I — двумерная модель; II — трехмерная модель



излучения равномерно распределены в пространстве, эти зависимости сглаживаются, но все равно в центральной области плотность излучения значительно превосходит периферийные районы.

Физически это связано с фокусировкой излучения, обусловленной тем, что показатель преломления активной среды больше, чем показатель преломления окружающей среды.

Уменьшить нежелательные явления возможно, если поместить активный элемент в цилиндрическую оболочку из прозрачного материала, показатель преломления которого равен показателю преломления вещества активного элемента. Вместо прозрачной оболочки для тех же целей могут использоваться иммерсионные жидкости, которые одновременно могут выполнять функции охлаждающей жидкости.

## 5.2. АКТИВНЫЕ СРЕДЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Основу активной среды твердотельных лазеров составляет матрица. Генерирующими центрами являются частицы, введенные в матрицу. В качестве таких центров используются ионы переходных металлов, редкоземельных элементов или актинидов, энергетические уровни которых используются для создания инверсной населенности. Относительная концентрация таких активных частиц — активаторов — обычно невелика и составляет единицы или доли процентов от полного числа атомов в среде. Матрица непосредственно не участвует в физических процессах, приводящих к генерации, но ее вещество определяет основные технические свойства активной среды.

В соответствии с выполняемой функцией вещество матрицы должно удовлетворять следующим требованиям: допускать введение и равномерное распределение активных ионов, на переходах которых осуществляется генерация; быть химически стойким, оптически и механически прочным; прозрачным для излучения накачки и генерации; выдерживать значительный нагрев, возникающий в процессе создания инверсии и генерации излучения; обладать хорошей теплопроводностью и высокой фотохимической стойкостью; быть технологичным.

В настоящее время в качестве матриц применяются диэлектрические кристаллы с упорядоченной структурой, твердые растворы в виде смешанных разупорядоченных систем и стекла. В качестве кристаллических активных сред наиболее широко используются оксидные лазерные кристаллы: рубин  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$ , иттриево-алюминиевый гранат (ИАГ)  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$ , алесандрит  $\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$ , гадолиний-скандий-галлиевый гранат (ГСГГ)  $\text{Cd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$  и др. — и фторидные кристаллы:  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{KZnF}_3$  и др. В качестве активаторов используются главным образом ионы группы железа ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{V}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$  и др.), а также ионы редкоземельных элементов ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$  и др.).

В кристаллах с разупорядоченной структурой типа  $\text{CaF}_2$ — $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ — $\text{YF}_3$ ,  $\text{LiCd}(\text{MoO}_4)_2$ ,  $(\text{Nd}, \text{Sc})\text{P}_5\text{O}_{14}$  примесные ионы, в основном неодима, входят в состав многих отличающихся по структуре активных центров, в результате чего спектры поглощения этих веществ состоят из широких полос, что позволяет увеличить эффективность накачки.

В качестве аморфных диэлектриков применяются стекла различных составов. В качестве активаторов в стеклянных матрицах обычно используются двух- и трехзарядные ионы редкоземельных элементов — неодима, иттербия, гадолия и др. В отличие от кристаллов ионы активатора входят в стекло как компоненты стекла. При производстве лазерных стекол к ним предъявляются повышенные требования к чистоте исходных материалов, однородности и спектральным свойствам.

Основными достоинствами стеклянных активных сред является простота изготовления активных элементов любой формы и размеров, высокая оптическая однородность, изотропность свойств, возможность введения активатора в необходимых концентрациях с равномерным распределением его по активному элементу. Но по ряду параметров стекло уступает кристаллам. Спектральные линии излучения в стекле расширены, что является следствием отсутствия определенной кристаллической структуры; стекла имеют более низкий квантовый выход излучения, худшие теплофизические свойства (малую теплопроводность и высокий коэффициент термического расширения); ограниченную область прозрачности.

### 5.3. ТРЕХУРОВНЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Первым твердотельным лазером был лазер, в котором в качестве матрицы активного элемента использовался искусственный кристалл лейкосапфира. Лейкосапфир — кристаллический минерал, при добавлении ионов хрома принимающий окраску от бледно-розового до ярко-красного. Он называется рубином. Структура рубина — кристаллическая решетка  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с внедренными в нее трехзарядными ионами хрома  $\text{Gr}^{3+}$ . Содержание хрома в рубине обычно колеблется в пределах от 0,05 до 0,5%. В кристалле часть атомов алюминия изоморфно замещена ионами хрома, что и вызывает окраску кристалла. Показатель преломления рубина  $n = 1,76$ .

В лазерах обычно используется бледно-розовый рубин с содержанием хрома около 0,05%, что соответствует примерно  $1,6 \times 10^{19}$  ионов хрома  $\text{Gr}^{3+}$  в  $1 \text{ см}^3$ . Поскольку число ионов  $\text{Al}^{3+}$  составляет  $4,7 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , то в среднем каждый ион хрома замещает один из нескольких тысяч ионов алюминия. Кристалл рубина имеет ромбоэдрическую решетку. В решетке  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при замене ионов возникают напряжения, так как радиус иона хрома (0,065 нм) несколько больше радиуса иона алюминия (0,057 нм). Следует отметить высокую механическую прочность и тепло-

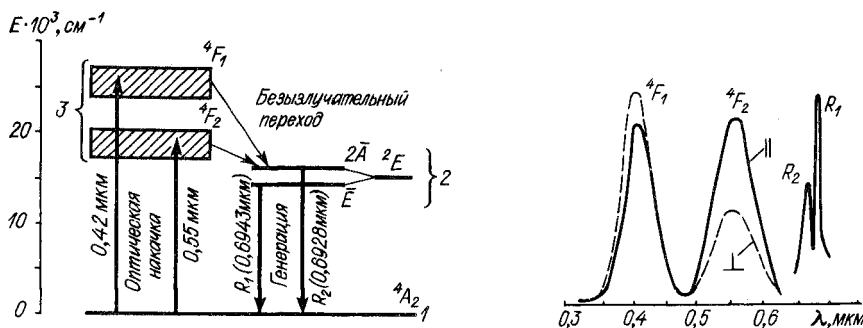


Рис. 5.5. Диаграмма энергетических уровней ионов хрома в рубине

Рис. 5.6. Спектр поглощения рубина для излучения, падающего:

|| — параллельно оптической оси кристалла; ⊥ — перпендикулярно оптической оси кристалла

проводность рубина, которые в значительной мере способствовали широкому распространению его в лазерной технике. Его твердость по Моосу — 9, что уступает только алмазу, а теплопроводность при комнатной температуре только на порядок меньше, чем у металлов. К числу достоинств кристалла рубина относится также возможность выращивания больших образцов высокого оптического качества.

Диаграмма энергетических уровней ионов хрома в решетке представлена на рис. 5.5. Эти уровни существенно отличаются от уровней энергии в свободных ионах  $\text{Cr}^{3+}$ . Происхождение их определяется сильным взаимодействием электронной оболочки  $3d$  группы железа с кристаллическим полем решетки, под воздействием которого происходит расщепление и расширение дискретных уровней  $\text{Cr}^{3+}$  и превращение их в энергетические полосы. При этом наибольшее уширение испытывают уровни  ${}^4F_1$  и  ${}^4F_2$ . Глубоко расположенные электроны экранируются внешними электронными оболочками, поэтому воздействие на них кристаллического поля проявляется значительно слабее, и связанные с ними уровни практически не претерпевают уширения, как, например, уровень  ${}^2E$ , состоящий из двух близких подуровней  $\bar{E}$  и  $2\bar{A}$ .

Создание инверсной населенности в рубине происходит по трехуровневой схеме с использованием метода оптической накачки. Энергия оптической накачки поглощается за счет переходов 1—3. Спектр поглощения рубина соответствует двум широким линиям поглощения, центральные длины волн которых равны 0,41 и 0,56 мкм соответственно, а ширина каждой из них составляет около 0,1 мкм. Расстояние между уровнями 1 и 3 много больше  $kT$ , и следовательно, вероятность  $P_{13} = \nu_{\text{нак}}$ . Коэффициент поглощения зависит от направления распространения света по отношению к оптической оси кристалла (рис. 5.6). За счет спонтанного безызлучательного распада верхних энерге-

тических уровней ионы оказываются в метастабильных состояниях, соответствующих второму уровню. Разница энергий  $E_3 - E_2$  передается кристаллической решетке и приводит к разогреву всей активной среды. Вероятность этих переходов  $(2-5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Уровень 2 рубина является метастабильным и при комнатной температуре имеет время жизни  $\tau = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Кроме того, для энергетической диаграммы рубинового лазера выполняются следующие условия:  $h\nu_{21} \gg kT$ ;  $h\nu_{32} \gg kT$ ; следовательно,  $P_{12} = P_{23} = 0$  и  $u = 0$ .

Таким образом, для населенностей уровней в трехуровневой схеме получим (см. гл. 3):

$$\begin{aligned} N_1 &= N \frac{P_{21}}{P_{21} + \eta B u_{\text{нак}} (1 + P_{21}/P_{32})}; \\ N_2 &= N \frac{\eta B u_{\text{нак}}}{P_{21} + \eta B u_{\text{нак}} (1 + P_{21}/P_{32})}; \\ N_3 &= N \frac{\eta B u_{\text{нак}}}{P_{21} + \eta B u_{\text{нак}} (1 + P_{21}/P_{32})} \frac{P_{21}}{P_{32}}, \end{aligned}$$

где  $\eta = P_{32}/(P_{32} + P_{31})$ .

Величина  $\eta B u_{\text{нак}}$  называется скоростью накачки и определяется вероятностью двухактового процесса  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$ . Переход  $1 \rightarrow 3$  происходит под действием излучения накачки, переход  $3 \rightarrow 2$  — неоптический. Из предыдущих выражений получим:

$$\begin{aligned} \frac{N_3}{N_1} &= \frac{B u_{\text{нак}}}{P_{31} + P_{32}} = \frac{\eta B u_{\text{нак}}}{P_{32}} \ll 1; \\ \frac{N_2}{N_1} &= \frac{\eta B u_{\text{нак}}}{P_{21}}; \quad \frac{N_3}{N_2} = \frac{P_{21}}{P_{32}}. \end{aligned}$$

Таким образом, населенность третьего уровня всегда значительно меньше населенности первого уровня. Практически все частицы распределены по уровням 1 и 2, т. е.  $N_1 + N_2 \approx N$ .

При малых  $\eta B u_{\text{нак}}$  населенность второго уровня зависит от плотности излучения накачки линейно. При  $\eta B u_{\text{нак}} \approx P_{21}$  проявляется тенденция к насыщению, а при  $\eta B u_{\text{нак}} \gg P_{21}$  подавляющее число частиц переходит на уровень 2.

Таким образом, основное условие накопления большинства частиц на уровне 2 можно сформулировать в виде соотношения

$$\eta B u_{\text{нак}} = B u_{\text{нак}} \frac{P_{32}}{P_{31} + P_{32}} \gg P_{21}. \quad (5.1)$$

Оно выполняется, если одновременно имеют место неравенства:

$$B u_{\text{нак}} \gg P_{21}; \quad B u_{\text{нак}} \gg \frac{P_{31}}{P_{32}} P_{21}. \quad (5.2)$$

Так как при реальных накачках  $P_{31} \gg B_{31} u_{\text{нак}}$ , то из (5.3) следует:

$$P_{31} \gg P_{21}; \quad P_{32} \gg P_{21}.$$

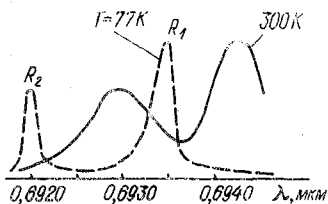


Рис. 5.7. Линии люминесценции рубина  $R_1$  и  $R_2$

ние  $P_{31}$ . С учетом (5.3) выражения для населенностей принимают вид:

$$N_1 = N \frac{P_{21}}{P_{21} + \eta B u_{\text{нак}}};$$

$$N_2 = N \frac{\eta B u_{\text{нак}}}{P_{21} + \eta B u_{\text{нак}}};$$

$$N_3 = N_2 P_{21} / P_{32}.$$

При  $u_{\text{нак}} = 0$   $N_1 = N$ ,  $N_2 = 0$ . Затем по мере роста  $u_{\text{нак}}$  идет возрастание  $N_2$  и уменьшение  $N_1$ . В точке  $\eta B u_{\text{нак}} = P_{21}$  населенности уровней 1 и 2 выравниваются. Когда  $N_2/g_2$  достигает значения  $N_1/g_1$  и начинает выполняться неравенство

$$N_2/g_2 > N_1/g_1,$$

то возникает инверсная населенность уровней 2 и 1.

В рубиновом лазере генерация может осуществляться на двух линиях  $R_1$  и  $R_2$  (в соответствии с расщеплением состояния  ${}^2E$ ), с длиной волны 0,6943 и 0,6929 мкм при температуре 300 К. Однако практически все лазеры работают на линии  $R_1$ , поскольку для нее проще реализуются пороговые условия. Это связано с тем, что вероятность перехода для линии  $R_1$  больше, чем для линии  $R_2$ . Генерация на линии  $R_2$  в рубине может быть получена в том случае, когда добротность резонатора будет для нее значительно больше, чем для линии  $R_1$ . При уменьшении температуры кристалла линии  $R_1$  и  $R_2$  сужаются и перемещаются в более коротковолновую область спектра (рис. 5.7). Линия  $R_1$  довольно точно описывается лоренцевой формой, а ее ширина на уровне 0,5 равна  $\Delta\nu \approx 330$  ГГц ( $T = 300$  К). Уширение линии и безызлучательная релаксация обусловлены взаимодействием ионов  $\text{Gr}^{3+}$  с фононами решетки.

Характер поляризации излучения лазера зависит от направления оптической оси. В кристаллах рубина с ориентацией оси 60 или 90° излучение имеет линейную поляризацию с электрическим вектором, перпендикулярным к плоскости, в которой лежит оптическая ось и ось кристаллического стержня. В кристалле с нулевой ориентацией излучение должно быть неполяризованным.



Обычно в лазерах используют кристаллы рубина, изготовленные в виде стержней длиной 250—350 мм и диаметром 12—25 мм, ось которых ориентирована по отношению к оптической оси под углом 60 или 90°.

Для нахождения энергетических характеристик лазера во многих случаях можно отказаться от решения волновых уравнений и ограничиться рассмотрением более простых уравнений переноса. Так, мощность, выделяемую внутри рабочего тела за одну секунду, можно описать следующим образом:

$$P_{\text{ген}} = \frac{ls\nu}{\alpha_{21}(\nu)} \left\{ \kappa_{21}^0(\nu) - \left[ \kappa_{\text{пот}} - \frac{1}{2l} \ln(\rho_1 \rho_2) \right] \right\},$$

где  $\kappa_{21}^0(\nu)$  — начальный коэффициент усиления;  $\alpha_{21}(\nu)$  — параметр нелинейности;  $l$  — длина активного элемента;  $s$  — площадь сечения элемента;  $\kappa_{\text{пот}}$  — коэффициент вредных потерь;  $\nu = c/n$ ;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Раскрывая в этом выражении  $\kappa_{21}^0(\nu)$  и  $\alpha_{21}(\nu)$  и вводя коэффициент, равный отношению коэффициента потерь к предельному коэффициенту усиления,

$$\delta = \frac{\kappa_{\text{пот}} - (1/2l) \ln(\rho_1 \rho_2)}{\kappa(\nu)} = \frac{\kappa_{\text{п. пот}}}{\kappa(\nu)} = \frac{N_2 - (g_2/g_1) N_1}{N},$$

получим следующее выражение:

$$P_{\text{ген}} = \frac{lsN h \nu_{\text{ген}}}{1 + g_2/g_1} \left[ \eta B u_{\text{нак}} (1 - \delta) - P_{21} \left( \frac{g_2}{g_1} + \delta \right) \right].$$

Значение  $P_{\text{ген}}$  характеризует мощность генерации, проинтегрированную по контуру генерируемой линии. Пороговое условие скорости накачки можно получить из условия  $P_{\text{ген}} = 0$ :

$$\eta B u_{\text{нак}} = P_{21} \frac{g_2/g_1 + \delta}{1 - \delta}.$$

Очевидно, это такое число переходов  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$  за 1 с, которое обеспечивает преодоление потерь на люминесценцию в канале  $2 \rightarrow 1$ .

Подставляя его в выражение для  $P_{\text{ген}}$ , получим

$$P_{\text{ген}} = \frac{lsN h \nu_{\text{ген}}}{1 + g_2/g_1} (1 - \delta) [\eta B u_{\text{нак}} - \eta B u_{\text{нак}}^{\text{пор}}].$$

Отсюда следует, что мощность генерации линейно зависит от плотности излучения накачки. Однако это справедливо только для случая однородного стержня. На практике активный элемент обычно имеет значительную неоднородность, что приводит к возникновению генерации не сразу по всему объему стержня, а только в той части, которая характеризуется наименьшими потерями (рис. 5.8).

Рубиновый лазер может работать как в импульсном режиме, так и в непрерывном, но наиболее предпочтительным является

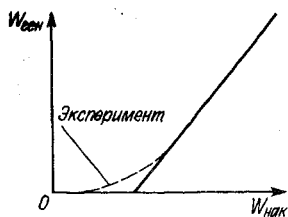


Рис. 5.8. Энергетическая характеристика лазера

импульсный режим. В режиме свободной генерации энергия импульсов излучения достигает сотен джоулей при КПД до 1%.

Кроме рубинового лазера, имеющего наибольшее применение, генерация по трехуровневой схеме осуществляется еще в ряде кристаллических элементов. Так, в определенных условиях генерация по трехуровневой схеме наблюдается в кристаллах флюорита кальция с примесью ионов урана ( $\text{CaF}_2: \text{U}^{3+}$ ). Длина волны излучения 2,24 мкм. Имеется она в кристаллах флюорита кальция с примесью тулия ( $\text{CaF}_2: \text{Tl}^{3+}$ ). Длина волны излучения 1,116 мкм. Работа лазера в определенных условиях по трехуровневой схеме может наблюдаться и в других материалах, но, как правило, в большинстве случаев лазеры работают по четырехуровневой схеме.

#### 5.4. ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Наибольшее распространение среди твердотельных лазеров, работающих по четырехуровневой схеме, получили лазеры, у которых в качестве матрицы используются стекло и кристалл алюмоиттриевого граната ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) с добавками трехвалентного иона неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Этот ион является самым распространенным активатором лазерных кристаллов и стекол. В последнее время в промышленности стали использоваться и другие типы кристаллов. Это прежде всего алюминат иттрия, калий гадолиниевый, вольфрамат и т. д.

Спектр атомов редкоземельных элементов, включенных в монокристалл, очень близок к спектру изолированных атомов. Это объясняется тем, что незаполненная оболочка  $4f$  у редкоземельных элементов расположена значительно ближе к ядру, чем оболочка  $3d$  у элементов, входящих в группу железа, а также оболочка  $5f$  у элементов актинидного ряда, и в значительной степени экранируется от электрического поля решетки. Поэтому положение энергетических уровней редкоземельных ионов слабо зависит от типа кристалла, и для всех них является характерным наличие узких линий флуоресценции, соответствующих переходам из одного состояния оболочки  $4f$  в другое состояние той же оболочки.

Рассмотрим в качестве примера упрощенную схему энергетических уровней иона неодима в кристалле граната (рис. 5.9). Спектр поглощения иона неодима состоит из большого числа сравнительно узких полос, но основной энергетический вклад в поглощение света накачки дают пять полос, расположенных в области 520, 580, 740, 800 и 900 нм. Наиболее интенсивная люминесценция соответствует длине волны 1,06 мкм. Время перехода иона из состояний, соответствующих уровням накачки, на мета-

стабильный уровень существенно меньше, чем время жизни метастабильного уровня, поэтому можно считать, что существует не множество уровней накачки, а лишь один условный уровень. Время жизни на уровне накачки менее  $10^{-8}$  с. Метастабильный уровень также состоит из большого числа подуровней, но, поскольку время теплового равновесия между ними значительно меньше времени основного перехода, его также можно считать одиноким. Время жизни метастабильного уровня лежит в пределах  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  с. Энергетических уровней, условно соответствующих второму по схеме четырехуровневому лазеру, также несколько, но каждый из них можно считать единственным, полагая, что его населенность задается по знаку Больцмана. Нижний лазерный уровень  $^4I_{11/2}$  достаточно далеко отстоит от основного состояния  $^4I_{9/2}$  и вследствие быстрой безызлучательной релаксации имеет малое время жизни, порядка  $6 \cdot 10^{-8}$  с. Поэтому он практически не заселен при комнатной температуре, и это состояние сохраняется даже при очень больших уровнях накачки. Четырехуровневая схема возбуждения в сочетании с высоким коэффициентом усиления обеспечивает низкий порог генерации лазерных сред, активированных неодимом.

С учетом такого приближения и можно использовать четыре уровня для описания кинетики населенностей этих эффективных лазерных уровней. Основными упрощающими приближениями, вытекающими из соотношения вероятностей излучательных переходов между уровнями, являются следующие.

1. Все ионы, возбуждаемые под действием излучения накачки, быстро переходят безызлучательным образом на метастабильный уровень 3.

2. Вероятность безызлучательных переходов с метастабильного уровня вниз пренебрежимо мала по сравнению с излучательными.

3. Время безызлучательных переходов ионов между уровнями  $4 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 1$  пренебрежимо мало по сравнению с временем излучательного перехода между уровнями  $3 \rightarrow 2$ .

Мощность генерации для лазеров, работающих по четырехуровневой, схеме можно представить следующим образом:

$$P_{\text{ген}} = l s N h \nu_{\text{ген}} [\eta B u_{\text{нак}} (1 - \delta) - (P_{31} + P_{32}) \delta].$$

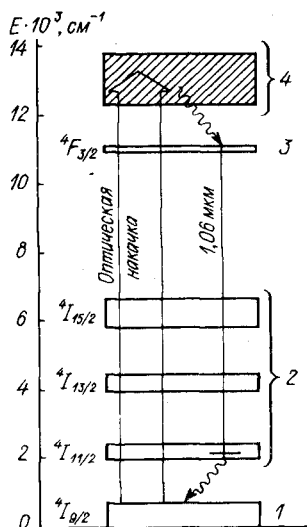


Рис. 5.9. Диаграмма энергетических уровней 1—4 ионов неодима в кристалле граната

Если выполняются условия

$$P_{12} \ll P_{21}; \quad \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{21}/(kT)} \ll 1,$$

то практически все частицы сосредоточиваются на уровнях 1 и 3.

Пороговую скорость накачки находят из формулы

$$\eta B u_{\text{нак}}^{\text{пор}} = (P_{31} + P_{32}) \frac{\delta}{1 - \delta}$$

при выполнении условия

$$\frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_{21}/(kT)} \ll \delta.$$

При  $h\nu_{21} \gg kT$ , небольших  $\delta$  и прочих равных условиях пороговая скорость накачки четырехуровневого генератора значительно ниже, чем в трехуровневом генераторе.

Рассмотрим искусственный кристалл АИГ —  $\text{Nd}^{3+}$  (так называют кристалл алюмоиттриевого граната), используемый в качестве лазерного активного элемента. Лазерные кристаллы АИГ —  $\text{Nd}^{3+}$  получают на основе чистого кристалла АИГ, в который в процессе его выращивания вводят в качестве примеси положительные ионы неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Чистый кристалл АИГ является бесцветным прозрачным кристаллом. По своим оптическим свойствам кристалл АИГ является изотропным. Показатель преломления  $n = 1,82$ . Кристалл оптически прозрачен в диапазоне 240—6000 нм, имеет высокую твердость (около 8,5 ед. по Моосу) и хорошие теплопроводные свойства, которые примерно на порядок выше, чем у неодимового стекла, и среди лазерных кристаллов уступают лишь рубину.

Лазерные кристаллы АИГ —  $\text{Nd}^{3+}$  получают путем добавления в исходный состав чистого кристалла АИГ определенного количества окиси неодима  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ . Поскольку радиус ионов неодима несколько превышает радиус замещаемых ионов иттрия, это приводит к объемной деформации кристаллической решетки чистого кристалла и ограничивает допустимую концентрацию ионов неодима в кристалле. Оптимальная объемная концентрация ионов неодима с точки зрения всего комплекса требований составляет примерно  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Высокая твердость кристалла позволяет достигать в процессе полирования его рабочих поверхностей предельно высоких параметров шероховатости поверхности ( $R_z = 0,032 \div 0,025$ ) и сохранять этот класс в процессе эксплуатации.

Для предотвращения потерь на торцах активного элемента, которые достигают для одной грани 8,5%, рабочие поверхности активных элементов покрывают специальным просветляющим покрытием, снижающим коэффициент отражения от одной грани до 0,2%.

Важными характеристиками лазерных уровней являются их ширина и характер уширения. В реальных лазерных средах ширина уровней каждого, отдельно взятого иона, определяется

уже не временем жизни уровня, а воздействием на ион колебаний решетки (фононов). С повышением температуры кристалла колебания решетки усиливаются, и уровень уширяется больше. Этот фононный механизм уширения является определяющим для реальных температур эксплуатации активных элементов граната с неодимом ( $\pm 60^\circ\text{C}$ ). Контур линии перехода описывается лоренцевой кривой. Численное значение ширины линии определяется силой воздействия колебаний решетки на ионы неодима и выражается через так называемое поперечное время релаксации перехода  $T_2$  в виде  $\Delta\nu_{\text{л}} = 1/(\pi T_2)$ ;  $\Delta\omega_{\text{л}} = 2/T_2$ . Величина  $T_2$  представляет собой среднее время расфазировки колебаний дипольных моментов рабочих ионов активной среды, причиной которой является воздействие колебаний решетки кристалла на ионы. Частота и амплитуда этих колебаний определяются физическими характеристиками и температурой кристалла. Время  $T_2$  для лазерного перехода в диапазоне температур  $\pm 60^\circ\text{C}$  составляет примерно  $1,6 \cdot 10^{-11}$  с, что соответствует полуширине перехода  $\Delta\nu_{\text{л}} = 195$  ГГц. Положение центров отдельных контуров линий определяется штарковским сдвигом, задаваемым кристаллическим полем вокруг каждого конкретного иона. Разброс центров приводит к неоднородному уширению линии перехода. Но, поскольку структура кристаллической решетки матрицы АИГ является правильной, разброс кристаллических полей, а значит, и разброс центров контуров ионов невелик, и поэтому в целом для активной среды можно считать усредненный контур линии однородно уширенным с лоренцевской формой, совпадающей с формой линии отдельного иона в среде.

Важной характеристикой активных элементов лазеров является их оптическая однородность. Низкая оптическая однородность элементов приводит к потерям энергии излучения, ухудшается поперечное распределение интенсивности, нарушается поляризация излучения, увеличивается расходимость. Оптические искажения в активных элементах возникают как в процессе выращивания и изготовления, так и в процессе работы под воздействием нагрева источником накачки.

Современная технология позволяет выращивать и изготавливать достаточно большие и совершенные кристаллические активные элементы АИГ —  $\text{Nd}^{3+}$  длиной 50—250 мм и диаметром 4—15 мм, что позволяет получать в режиме свободной генерации до десятков джоулей при КПД  $\geq 1\%$ , а в непрерывном режиме до сотен ватт при КПД около 2,5—3%.

В настоящее время создан унифицированный ряд твердотельных лазеров на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  для широкого использования в промышленности и научных исследованиях. Наибольшее распространение получили лазеры с непрерывной накачкой дугowymi кривыми лампами, работающими как в непрерывном, так и в импульсном режимах. В последнее время развивается метод селективной накачки с помощью линейки полупроводниковых

светодиодов, излучающих в области 0,81 мкм, что позволяет создавать миниатюрные твердотельные лазеры.

Лазеры на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  применяются в технологических установках для сварки, сверления, резки, скрайбирования, подгонки номиналов пассивных элементов микросхем, лазерного отжига и др.

Другим веществом, широко используемым в качестве матрицы активного элемента, является стекло. Оно относится к телам аморфного строения, поскольку взаимное расположение атомов (ионов) в стекле характеризуется ближним порядком, тогда как дальний порядок отсутствует. Ионы активатора аморфной матрицы не внедряются в узлы решетки, как в кристаллической матрице, а входят в стекло в качестве его компонента. В силу этого стекло допускает большее введение активных центров (до 6%, что соответствует  $N \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). Структура энергетических уровней иона  $\text{Nd}^{3+}$  в стекле примерно такая же, как и в кристалле, но полосы поглощения и люминесценции шире. Люминесценция ионов неодима проявляется при возбуждении в любой из полос поглощения, начиная с 900 нм и менее. Она состоит из четырех полос, но наиболее интенсивная люминесценция соответствует длине волны 1,06 мкм. Ширина этой линии составляет 20 нм. Время жизни метастабильного состояния сильно зависит от состава стекла и концентрации неодима и изменяется в пределах  $10^{-4}$ — $10^{-3}$  с. Длительность распада подуровней терма, соответствующего второму лазерному уровню, около  $10^{-8}$  с. Он находится по отношению к основному состоянию на расстоянии около  $2000 \text{ см}^{-1}$ , что обеспечивает четырехуровневый характер генерации неодимового лазера при комнатной температуре.

В стеклах из-за неоднородности локальных электростатических полей ближайшего окружения линия люминесценции 1,06 мкм сильно неоднородно уширена ( $\Delta\lambda \approx 30 \text{ нм}$ ) по сравнению с кристаллической матрицей АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ , где однородное уширение составляет примерно 0,7 нм.

Из различных сортов стекол наибольшее время жизни метастабильного состояния и наибольший квантовый выход люминесценции имеют силикатные стекла. Неодимовое стекло в отличие от кристаллов в силу больших объемов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому его наиболее целесообразно применять в качестве активной среды импульсных лазеров высокой энергии. Достигнуты значения импульсной энергии излучения в десятки килоджоулей при КПД до единиц процентов. Стекло является отличным оптическим материалом. Технология его изготовления хорошо отработана, и из него могут быть получены детали любой формы и размеров: от волокон диаметром в единицы микрометров до дисков диаметром в несколько метров. Главным достоинством стекла является его высокая оптическая однородность. Градиент показателя преломления хорошего лазерного стекла составляет  $\pm(0,5 \div 2) \times$

$\times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . По этой причине расходимость излучения лазеров на стекле меньше, чем у рубиновых и АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  лазеров.

К сожалению, стекло имеет и ряд недостатков. Оно не обладает высокой термостойкостью и хорошей теплопроводностью. Излучение накачки неравномерно нагревает активный элемент, и это в силу низкой теплопроводности приводит к возникновению в стекле неоднородного температурного поля, что является причиной термоупругих напряжений, вызывающих оптические искажения. Другим недостатком является фотохимическая неустойчивость стекла. Под действием ультрафиолетового излучения, присутствующего в спектре излучения ламп накачки, происходит восстановление трехвалентного железа в двухвалентное, которое поглощает излучение на длине волны 1,06 мкм. Результатом этого процесса является «старение» материала, что приводит к постепенному снижению генерационных характеристик, вплоть до исчезновения генерации.

Существует и ряд факторов, ограничивающих мощность генерируемого излучения. Это процессы поглощения собственного излучения на микропримесях, эффекты самофокусировки.

К настоящему времени наибольшей лучевой стойкостью обладают неодимовые стекла, не содержащие примесей металлов — платины, железа и т. п., которые имеют технологическое происхождение. В режиме свободной генерации порог разрушения составляет  $10^3$ — $10^4$  Дж/см<sup>2</sup>. В режиме модулированной добротности лучшие стекла имеют значение пороговой плотности энергии излучения, разрушающей торцы активных элементов, несколько сотен джоулей на квадратный сантиметр. Для сравнения, рубины и гранаты в режиме модулированной добротности разрушаются при 10—30 Дж/см<sup>2</sup>.

Действие эффекта самофокусировки заключается в том, что под действием интенсивного лазерного поля показатель преломления активного элемента изменится таким образом, что в нем образуется некая эффективная линза, способствующая увеличению плотности поля в среде. Склонность оптических материалов к самофокусировке характеризуется нелинейным показателем преломления материала активного элемента.

В настоящее время отечественная промышленность и зарубежные фирмы выпускают более 50 марок активированных неодимом стекол, среди которых наибольшее распространение получили силикатные и фосфатные стекла, основой которых является  $\text{SiO}_2$  (кварц) или  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Сравнительный анализ показывает, что с точки зрения порога генерации и КПД более предпочтительными являются фосфатные стекла. Другая важная особенность фосфатных стекол — их значительно лучшие термооптические свойства, что позволяет получать пучки излучения с меньшей угловой расходимостью (менее 5').

В режиме модуляции добротности импульсные мощности лазеров на стекле могут достигать значений  $10^{14}$  Вт при наносекундной

длительности импульсов. В режиме синхронизации мод возможно получение импульсов длительностью менее  $10^{-14}$  с.

#### 5.5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Основные направления поиска новых лазерных материалов связаны с повышением КПД генерации, энергии и средней мощности излучения на единицу объема активной среды, снижением порога генерации, получением перестраиваемой генерации в достаточно широком спектральном диапазоне, расширением области генерации в сторону УФ и ИК областей длин волн.

Число кристаллических матриц-основ, использующихся для активирования генерирующими ионами, уже превысило 200 наименований. На их основе создано более 330 различных по структуре и химическому составу лазерных кристаллов. Это главным образом фторидные и кислородсодержащие соединения, большинству из которых генерационные свойства придают трехвалентные ионы лантаноидов ( $\text{Ln}^{3+}$ ). Наиболее применяемым активатором является ион  $\text{Nd}^{3+}$ , за ним следуют ионы  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ .

Как уже отмечалось, лазерные кристаллы по спектрально-генерационным свойствам их активаторных центров подразделяются на два типа — простые соединения и разупорядоченные системы. Под активаторным центром принято считать условно выделенное из объема кристалла локальное образование с радиусом порядка линейных размеров элементарной ячейки, состоящее из примесного иона и непосредственно его окружающих ионов матрицы-основы.

Простые фторидные лазерные кристаллы выделяются разнообразием активаторных ионов, в то же время простые упорядоченные оксиды характеризуются своей многочисленностью и разнообразием структур. Представители этого ряда генерирующих кристаллов в настоящее время являются самыми используемыми в квантовой электронике и лазерной технике.

В разупорядоченных лазерных кристаллических системах характер образования активаторных центров связан с вхождением примеси во множество позиций, где ионы оказываются в слегка отличающихся кристаллических полях (по силе или симметрии). Эти структурные вариации кристаллического поля носят статистическую природу и могут определяться как различным окружением активаторных ионов анионами в первой координационной сфере, так и вероятностью расположения других катионов матрицы во второй и более дальних сферах. В разупорядоченных системах спектры характеризуются широкими полосами, представляющими собой суперпозицию множества линий. Контуры полос поглощения и люминесценции активированных ионов в разупорядоченных кристаллах являются неоднородно уширенными при любых температурах. К настоящему времени создано несколько десятков разупорядоченных лазерных фторидных и кис-



лородосодержащих кристаллов с ионами  $\text{Ln}^{3+}$ . Разупорядоченные фториды с ионами  $\text{Nd}^{3+}$  создавались и сейчас рассматриваются как альтернативные заменители неодимовых лазерных стекол с их неудовлетворительными теплопроводными и нелинейно-оптическими характеристиками. Для возбуждения стимулированного излучения на том или ином канале активаторного иона в настоящее время используется ряд функциональных схем, среди которых самой применяемой является четырехуровневая.

Из многочисленных диэлектрических материалов, использующихся для возбуждения генерации стимулированного излучения, соединения со структурой граната являются самыми применяемыми в квантовой электронике. К настоящему времени перечень лазерных матриц с этой структурой уже насчитывает тридцать наименований, генерирующими активаторами в которых служат как ионы  $\text{Ln}^{3+}$  ( $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ ), так и ионы группы железа ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  и  $\text{Ni}^{2+}$ ). Наибольшим вниманием пользуются гранаты с ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , стимулированное излучение которых с низким порогом и высокой эффективностью возбуждается при 300 К и повышенных температурах на волнах как основного  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , так и дополнительного  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  каналов активатора. В соединениях со структурой граната получена генерация в спектральном интервале от 0,86 до 3 мкм с использованием ламповой накачки.

Одним из путей увеличения эффективности активных лазерных сред является использование явления сенсibilизации, которая осуществляется путем введения в матрицу дополнительных примесей, поглощающих неиспользуемую часть энергии накачки с последующей передачей ее активным центрам. С этой точки зрения чрезвычайно важным является изучение фоновых состояний матриц-основ и разнообразных проявлений электрон-фононного взаимодействия, поскольку они во многом определяют физику процессов, протекающих в лазерных кристаллах при их возбуждении. Наиболее успешно для этих целей служат ионы хрома  $\text{Cr}^{3+}$ , имеющие две широкие полосы поглощения в областях 0,43 и 0,59 мкм. Примером использования явления сенсibilизации является гадолиний-сканий-галлиевый гранат (ГСГГ) с примесью ионов хрома и неодима, который не только эффективно преобразует энергию накачки в лазерное излучение, но и удовлетворяет всем требованиям в отношении твердости, прозрачности, теплопроводности, технологичности и т. д. Кристаллы ГСГГ позволяют увеличить КПД в несколько раз по сравнению с АИГ. Особенно перспективны кристаллы ГСГГ при создании малогабаритных низкороговых твердотельных лазеров. Важной особенностью ГСГГ является высокая радиационная стойкость, позволяющая эксплуатировать их в условиях космического пространства.

К наиболее интересным результатам последних лет следует отнести получение при 300 К плавноперестраиваемого стимулированного излучения в красном и ближнем ИК участках спектра

на электронно-колебательных (вибронных) переходах ионов  $\text{Gr}^{3+}$  ( ${}^2E, {}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ ) в александрите ( $\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ), изумруде ( $\text{Be}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_3)_6$ ) и некоторых гранатах. Квантовые генераторы на основе этих соединений относятся к категории фоновых и генерируют по четырехуровневой схеме с низкорасположенными конечными рабочими уровнями, которые соответствуют колебательным модам кристалла-матрицы. Одним из перспективных является и недавно созданный фоновый лазер на основе кристалла  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с ионами  $\text{Ti}^{3+}$  с перестройкой генерации при 300 К в интервале длин волн от 0,718 до 0,77 мкм (канал  ${}^2E \rightarrow {}^2T_2$ ). Следует отметить, что монокристаллы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  обладают замечательными теплопроводными и механическими характеристиками и могут быть выращены на современном этапе ростового эксперимента существенно больших размеров, чем александрит, изумруд и гранаты. При лазерной накачке генерация ионов титана  $\text{Ti}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  была получена в диапазоне перестройки от 0,68 до 0,93 мкм.

Много внимания уделяется изучению гранатов с высокой концентрацией ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ , которые позволяют получать при 300 К трехмикронную генерацию при возбуждении излучением импульсных ламп. Трехмикронное стимулированное излучение гранатовых эрбиевых и гольмиевых кристаллических лазеров имеет определенный практический интерес, например, для обезвоживания поверхностей в лазерной хирургии и биотехнологии, в фотоакустике и для других применений.

Лазерные гранаты с ионами  $\text{Gr}^{3+}$  могут составить серьезную конкуренцию александриту и изумруду, которые с удовлетворительными выходными параметрами генерируют в красной области спектра в условиях перестройки длины волны излучения.

Наряду с неуклонным развитием твердотельных лазеров на основе кристаллов, непрерывно совершенствуются теплофизические и генерационные свойства некоторых неодимовых стекол. Активные элементы из фосфатных стекол благодаря высокой эффективности и низким порогам генерации широко используются в лазерах импульсно-периодического режима работы. Увеличение мощности генерации, снимаемой с активного элемента заданного размера, ограничено в основном термостойкостью элементов, которая может быть повышена либо их упорядочением, либо улучшением механических характеристик стекла и повышением его теплопроводности. Так, на натрий-алюмофосфатной основе создано атермальное лазерное стекло ЛГС-Т с повышенной теплопроводностью, которое может успешно применяться в импульсно-периодическом режиме генерации. При этом частота следования генерации достигает 100 Гц, удельный съем мощности излучения до 20 Вт/см<sup>2</sup>, концентрационное тушение выражено слабо и рабочая концентрация  $\text{Nd}^{3+}$  может достигать  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>. В трубчатых активных элементах на основе фосфатных стекол за счет повышения эффективности системы накачки получен КПД в режиме свободной генерации приблизительно 9%.

Газовым лазером принято называть квантовый генератор, активная среда которого находится в газообразном состоянии.

Семейство газовых лазеров весьма многочисленно. Они генерируют в диапазоне длин волн от ультрафиолетовой области спектра до субмиллиметровых волн как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

В газовых лазерах наиболее ярко проявляются основные характерные свойства лазерного излучения — высокая направленность и монохроматичность, что является следствием высокой оптической однородности и малой плотности вещества. В результате этого основные параметры газовых лазеров приближаются к предельно достижимым (ширина спектральной линии менее 1 Гц и дифракционная расходимость). Усиление газообразных сред может достигать больших значений, несмотря на малую инверсию населенности, так как ширина спектральной линии усиления в газах существенно меньше, чем в твердом теле. Однако удельная мощность и энергия в газовых лазерах значительно меньше, чем в твердотельных лазерах из-за низкой плотности частиц, хотя абсолютные значения мощности и энергии излучения могут быть соизмеримы, так как объем газовой среды может быть существенно больше.

### 6.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В настоящее время создано большое число типов газовых лазеров, которые можно условно классифицировать по способу возбуждения активной среды, по виду активного вещества, по режиму работы и т. п. В литературе наиболее принята классификация по виду перехода, на котором имеет место лазерная генерация. В соответствии с ней выделяют лазеры на нейтральных атомах, типичным примером которого является He—Ne лазер. Вторую группу образуют ионные лазеры. Инверсия населенностей в них создается между уровнями энергии атомарных ионов. Весьма обширную группу составляют молекулярные лазеры, являющиеся наиболее мощными газовыми лазерами и обладающие высоким КПД. В особую группу выделяют лазеры на парах металлов (атомы и ионы), а также эксимерные лазеры, работающие на переходах между электронными уровнями эксимерных молекул (молекул, существующих только в электронно-возбужденном состо-

янии). Кроме того, в зависимости от способа возбуждения активной среды выделяют в отдельные группы газодинамические лазеры, где инверсия создается путем адиабатического охлаждения нагретых газовых масс, движущихся со сверхзвуковой скоростью, электроионизационные лазеры, в которых возбуждение активной среды осуществляется разрядом, управляемым электронным пучком, химические лазеры, работающие без внешнего источника энергии. Инверсия в химических лазерах возникает непосредственно в ходе элементарной химической реакции, за счет освобождающейся при этом энергии, что принципиально отличает их от ранее рассмотренных генераторов оптического излучения.

## 6.2. ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ИНВЕРСИИ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

В газе (или смеси газов), возбужденном за счет подводимой энергии, протекают различные процессы атомного и молекулярного взаимодействия. Свойства активной среды зависят от полного давления и парциальных давлений компонент смеси; от природы взаимного расположения и времен жизни молекулярных и атомных уровней энергии; от энергии и плотности электронов накачки, от размеров сосуда с газом и т. д. Существует широкий перечень механизмов, обеспечивающих достижение инверсии населенностей в ряде газовых лазеров. Но в большинстве случаев можно выделить из ряда одновременно протекающих процессов один основной, который ответственен за возникновение инверсии.

На примере существующих в настоящее время лазеров можно указать основные механизмы, приводящие к созданию инверсной заселенности в газах. Таковыми являются возбуждение атомов и молекул электронным ударом, резонансная передача возбуждения, нерезонансная перезарядка, фотодиссоциация молекул, фото-возбуждение, рекомбинация, использование неравновесного молекулярного газа.

В газовом лазере основные процессы, приводящие к осуществлению инверсии, происходят, как правило, в газовом разряде, под которым понимают совокупность процессов, связанных с прохождением электрического тока через газообразную среду. При возникновении разряда образуется особая среда — газообразная плазма, для которой характерна значительная концентрация заряженных и возбужденных частиц.

Для возбуждения лазерного вещества используется, как правило, наиболее протяженная и однородная часть разряда — положительный столб. Различают следующие виды газового разряда: стационарный и импульсный.

По типичным значениям относительной концентрации заряженных частиц (степень ионизации) различают тлеющий (доли процента) и дуговой (проценты) стационарные разряды.

Техническая реализация стационарных разрядов обычно осуществляется двумя путями: с помощью разряда постоянного

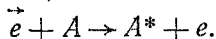
тока и с помощью высокочастотного разряда. В последнем случае отпадает надобность во внутренних электродах, но усложняется блок накачки, усиливается поглощение рабочего газа стенками газоразрядной трубки.

В газе (или смеси газов), возбуждаемом за счет электрической энергии, протекают различные процессы, среди которых можно выделить один основной. В электроразрядных лазерах таковым процессом являются неупругие столкновения частиц. Упругие процессы в плазме газового разряда способствуют лишь установлению определенного распределения частиц по скоростям.

Термины «упругие» и «неупругие» взаимодействия частиц связаны с кинетической энергией взаимодействующих частиц. Взаимодействия, при которых суммарная кинетическая энергия обеих взаимодействующих частиц не меняется, называются упругими. Если же в процессе взаимодействия суммарная кинетическая энергия частиц изменяется, то такие взаимодействия принято называть неупругими.

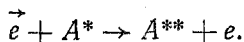
Различают два типа неупругих взаимодействий (соударения I и II рода). К ударам I рода относятся взаимодействия, приводящие к уменьшению суммарной кинетической энергии сталкивающихся частиц. Известны три процесса такого типа (рис. 6.1).

Прямое электронное возбуждение, когда быстрый электрон  $\vec{e}$ , сталкиваясь с тяжелой частицей  $A$ , расходует свою кинетическую энергию на ее возбуждение, описывается соотношением



При этом процессе кинетическая энергия электрона должна превышать энергию  $E^*$  возбужденного состояния  $A^*$ .

Ступенчатое электронное возбуждение, заключающееся во взаимодействии электрона с возбужденной тяжелой частицей  $A$  (с энергией  $E^*$ ), можно представить в виде



В результате частица переходит в более высоковозбужденное состояние  $A^{**}$  с энергией  $E^{**}$ . Вероятность данного процесса отлична от нуля только для энергии электрона  $W_e > \Delta W = E^{**} - E^*$ .

Процесс ударной ионизации, когда быстрый электрон выбивает оптический электрон из нейтральной частицы, характеризуется равенством

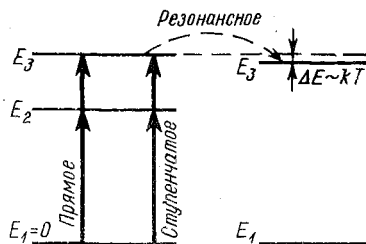
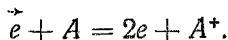


Рис. 6.1. Схема возбуждения энергетических уровней в газовом разряде

Этот процесс приводит к образованию положительного иона. Сечение возбуждения отлично от нуля только при  $W_e \geq I$ , где  $I$  — энергия ионизации частицы  $A$ .

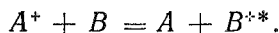
Если в газовой среде установилось максвелловское распределение электронов по скоростям, то КПД возбуждения определяется следующим образом:

$$\eta_b = e^{[-\Delta E/(kT)]},$$

где  $\Delta E$  — энергия, затрачиваемая на возбуждение частицы.

Удары II рода заключаются в обмене внутренними энергиями сталкивающихся частиц. При этом суммарная кинетическая энергия частиц остается неизменной или возрастает. Неупругий удар II рода носит резонансный характер, и эффективное сечение этого процесса имеет максимум при совпадении энергий уровней взаимодействующих частиц (рис. 6.1). Ширина данного резонанса не более значения  $kT$ , где  $T$  — среднестатистическая температура сталкивающихся частиц. Этот процесс имеет большое значение в создании инверсии в газоразрядных лазерах, в частности в He — Ne и на основе  $\text{CO}_2$ .

Кроме неупругих соударений существуют еще и другие процессы, приводящие к инверсии населенностей. Один из них — перезарядка. Этот процесс наблюдается при взаимодействии иона с нейтральным атомом и сопровождается обменом валентным электроном между ионом и атомом. В смеси газов с различными потенциалами ионизации при достаточно большой энергии иона одного из газов  $A^+$  перезарядка наряду с ионизацией атома другого газа  $B$  может привести и к возбуждению вновь образовавшегося иона  $B^{**}$ :



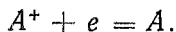
Этот процесс имеет место в некоторых лазерах на парах металлов, где используется разряд с полым катодом, в частности в гелий-кадмиевом.

Процесс Пеннига — соударение возбужденного метастабильного атома  $A_M^*$  основного газа с атомом примеси  $B$ , потенциал ионизации которого меньше энергии метастабильного состояния основного газа. В результате такого процесса атом вспомогательного газа ионизируется и одновременно возбуждается, что можно представить в виде



Данный процесс играет основную роль в создании инверсии в гелий-кадмиевом лазере.

При создании инверсии важным является и процесс рекомбинации, который ведет к превращению ионов в атомы:



Этот процесс имеет место в основном на стенках газоразрядной трубки и электродах.

При рекомбинации плазмы возможны селективное возбуждение верхних лазерных уровней и селективная релаксация нижнего лазерного уровня, что также в совокупности может привести к созданию инверсии.

Девозбуждение (релаксация) нижних уровней в газоразрядных лазерах происходит в результате соударений, спонтанного излучения и комбинированным путем. Излучение эффективно опустошает нижний уровень при определенных условиях в газовом разряде, в частности, когда можно пренебречь процессом «пленения» излучения, заключающимся в многократном переизлучении фотонов от одного атома к другому и, как правило, приводящим к значительному увеличению эффективного времени жизни нижнего уровня и снижению инверсии.

Непосредственно создавать инверсию путем возбуждения атомов и молекул электронным ударом можно далеко не всегда. При этих процессах наиболее эффективно возбуждаются резонансные уровни, связанные с основным состоянием, разрешенным оптическим переходом. Часто это наиболее низкие возбужденные состояния, так что они не могут служить в качестве верхнего лазерного уровня. В то же время использование в этом качестве уровней, расположенных выше резонансных, хотя и позволяет в ряде случаев получить инверсную заселенность и стационарную генерацию лазерного излучения, требует непропорционально высоких энергетических затрат. Применение рассматриваемого механизма создания инверсии в стационарных условиях возможно только при малых значениях плотности электронов и газа, когда процессы прямого возбуждения лазерных уровней преобладают над ступенчатыми. В противном случае устанавливается близкое к равновесному распределение атомов по возбужденным состояниям, которые описываются формулой Больцмана. Эти процессы препятствуют созданию мощных непрерывных лазеров с высоким КПД, основанных на инверсии прямым электронным ударом. Но для большого числа импульсных лазеров прямой электронный удар является эффективным механизмом возбуждения. Прямой электронный удар используется для создания инверсии в импульсных лазерах на парах металлов (лазер на парах меди), импульсных молекулярных лазерах (лазер на азоте, молекулярном водороде), ионных лазерах непрерывного действия (лазер на аргоне).

При использовании резонансной передачи возбуждения состав смеси и условия возбуждения подбираются таким образом, чтобы основной канал потери энергии электронов был связан с возбуждением электронных состояний атомов или молекул одного из газов. При этом возможна эффективная передача энергии от электронно-возбужденного состояния одного из газов другому за счет резонансного процесса (неупругих соударений II рода). Этот механизм используется в гелий-неоновом лазере, лазере на углекислом газе и т. д.

Нерезонансная перезарядка приводит к созданию инверсии в ряде лазеров непрерывного действия, работающих на переходах между возбужденными состояниями ионов некоторых металлов. Активная среда лазеров такого типа состоит из гелия и небольшого количества металлического пара. На таком принципе работают лазеры на парах кадмия, цинка и ряд других. Инверсная населенность образуется в результате процесса  $He^+ + M \rightarrow He (M^+)^*$ , где  $(M^+)^*$  — возбужденное состояние иона металла.

Процессы фотодиссоциации под действием коротковолнового излучения являются одним из способов селективного возбуждения атомов. Существующие фотодиссационные лазеры работают на переходе атомов галогена. Наиболее распространенным фотодиссационным лазером является иодный лазер. Создание возбужденных атомов иода достигается фотодиссоциацией иодо-содержащих молекул.

Другим способом селективного возбуждения является фотовозбуждение. Этот процесс связан с взаимодействием излучения, длина волны которого соответствует энергии возбужденного состояния. Для создания лазера на основе фотовозбуждения необходимо иметь достаточно эффективный источник монохроматического излучения. С помощью фотовозбуждения получают инверсию на электронно-колебательных переходах таких молекул, как  $I_2$ ,  $Na_2$ ,  $S_2$ ,  $K_2$ . Этот же механизм успешно используется для селективного возбуждения при создании инверсии на колебательно-вращательных переходах молекул (лазер на  $CF_4$ ,  $NH_3$ ,  $CH_3F$ ).

Процессы рекомбинации используются для создания инверсии в эксимерных лазерах. При пропускании через инертный газ достаточно высокой плотности интенсивного пучка быстрых электронов значительная часть теряемой пучком энергии расходуется на ионизацию газа. Последующие процессы и, в частности, процессы диссоциативной рекомбинации  $R_2^+ + e \rightarrow R^* + R$  вызывают образование большого количества возбужденных атомов инертного газа. Последующие процессы столкновений, в которых участвуют возбужденные атомы, приводят к образованию эксимерных молекул  $R_2^*$  или  $RX^*$ , где  $X$  — атом галогена.

В газовых лазерах широко используются для создания инверсии колебательно-вращательные переходы молекул. Возбуждение молекул газа в лазерах этого класса осуществляется различными методами, приводящими к преобразованию значительной части вводимой в активную среду энергии в колебательную энергию молекул. Из-за медленного обмена энергией между колебательной, с одной стороны, и поступательной и вращательной степенями свободы, с другой стороны, в результате такого селективного возбуждения образуется неравновесный молекулярный газ с большим отрывом колебательной температуры от поступательной.

Возбуждение активной среды газовых лазеров может осуществляться различными способами. Один из наиболее распростра-



ненных способов введения энергии в газ связан с использованием газового разряда. В этом случае энергия от внешнего поля передается электронам газоразрядной плазмы, которые тратят ее на возбуждение частиц газа или плазмы. Этот способ технически проще и сразу же создает неравновесное состояние газа, так как средняя энергия электронов в газовом разряде значительно превышает тепловую энергию атомов. Поэтому газовый разряд используется в большинстве типов лазеров.

Оптическая накачка связана с воздействием на газ интенсивного излучения, спектр которого отвечает спектру поглощения данного газа.

Удобным способом введения энергии в активную среду импульсного лазера является электронный пучок, позволяющий вводить значительную энергию в активную среду, находящуюся под большим давлением.

Создание инверсии в газовом лазере может осуществляться с помощью энергии, выделяющейся при протекании химической реакции. Наиболее прямой путь преобразования химической энергии в энергию лазерного излучения связан с использованием экзотермических химических реакций.

Простой способ введения энергии в газ связан и с его нагреванием. Но для получения инверсной населенности нагревание газа должно сопровождаться дополнительным воздействием на газ, приводящим к неравновесному распределению. Одним из таких способов является истечение газа из сверхзвукового сопла.

### 6.3. ЛАЗЕРЫ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

Типичным представителем лазеров на нейтральных атомах является гелий-неоновый лазер. Это первый газовый лазер. Создан он в 1961 г. Джаваном, Беннетом и Эрриотом. С тех пор получена генерация на нейтральных атомах более чем тридцати химических элементов. Но наиболее распространенным лазером является гелий-неоновый. Уже в начале 1960-х годов был освоен их серийный выпуск. Объем производства и сфера применения гелий-неонового лазера непрерывно расширяются. Сейчас во всем мире выпускается несколько сот типов гелий-неоновых лазеров, мощность излучения которых лежит в диапазоне от 0,1 до 500 мВт, но наибольшее распространение получили лазеры с мощностью излучения от 0,1 до 5 мВт. Почти все производимые лазеры работают в одномодовом режиме в красной области спектра ( $\lambda = 0,63$  мкм). Выпускаются также многомодовые и одночастотные лазеры и лазеры, работающие на длинах волн  $\lambda = 1,15$  и  $3,39$  мкм. КПД лазеров 0,1—0,01%. Широкому распространению гелий-неоновых лазеров способствовало то, что длина волны генерации ( $\lambda = 0,63$  мкм) соответствует видимой области спектра, и сравнительно простая конструкция газоразрядной трубки.

Для анализа процесса в активной среде воспользуемся диаграммой нижних электрических состояний гелия и неона (рис. 6.2).

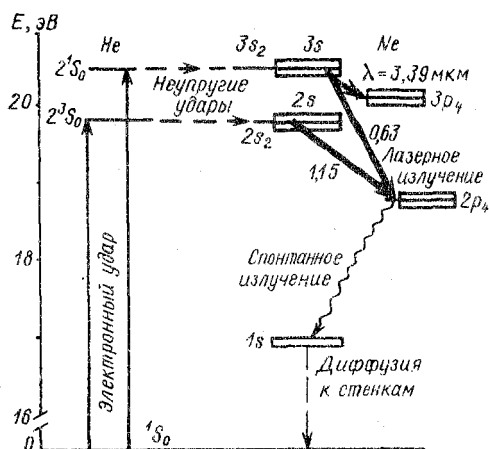
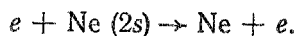
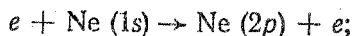


Рис. 6.2. Упрощенная схема рабочих уровней гелий-неонового лазера

Гелий является буферным газом и служит для селективного заселения верхних рабочих уровней Ne за счет соударений второго рода. Сами атомы гелия возбуждаются электронным ударом. Возбужденные состояния гелия ( $2^1S_0$  и  $2^3S_0$ ) являются метастабильными. Время жизни на этих уровнях имеет значение порядка  $10^{-8}$  с. Возбужденные уровни гелия близки к уровням  $2s$  и  $3s$  неона. Присутствие в разряде метастабильных атомов гелия приводит к передаче возбуждения от метастабильных атомов гелия

к атомам неона. Разница в энергиях уровней  $2^3S_0$  гелия и  $2s_2$  неона, а также между  $2^1S_0$  гелия и  $3s_2$  неонов составляет примерно  $300\text{ см}^{-1}$ . И хотя это несколько больше значения  $kT$  при комнатной температуре, тем не менее процесс передачи возбуждения идет весьма интенсивно. Таким образом, эффект передачи возбуждения в значительной мере является резонансным. В соответствии с правилами отбора разрешенными являются переходы в  $p$ -состояния. Время жизни  $s$ -состояний равно  $100\text{ нс}$ , что на порядок больше времени жизни  $p$ -состояний.

В данном случае выполняется условие для создания инверсии на переходах  $2s \rightarrow 2p$  и  $3s \rightarrow 3p$ , что соответствует работе лазера по четырехуровневой схеме. Было установлено, что этот процесс создания инверсии является доминирующим, хотя прямые столкновения электронов с атомами неона также участвуют в накачке. Следует также учитывать, что состояния  $1s$  неона хорошо заселяются в разряде при некоторых условиях (большие токи разряда). Процесс ступенчатого возбуждения атомов из состояний  $1s$  в состояния  $2p$  и  $3p$  может стать существенным. Этот процесс ведет к дополнительному подзаселению нижних рабочих состояний, а следовательно, к уменьшению инверсии и срыву генерации. Эти процессы можно представить следующим образом:



Исторически первой была получена генерация на группе переходов  $2s \rightarrow 2p$ . В настоящее время в промышленных лазерах используются три перехода, генерация в которых наблюдается

примерно в одинаковых условиях разряда и которые характеризуются аналогичными зависимостями мощности генерации от параметров разряда. Усиление соответствующих переходов равно:

$\lambda = 3,39$ мкм	.....	до 20 дБ/м
$\lambda = 1,15$ мкм	.....	10—12% на метр
$\lambda = 0,63$ мкм	.....	4—6% на метр

Наиболее легко возбуждается переход, соответствующий длине волны излучения  $\lambda = 3,39$  мкм. Генерация на этом переходе реализуется в наиболее широком диапазоне изменения параметров разряда. Значительно сложнее получить генерацию на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм, однако, вследствие того что длина волны излучения на этом переходе лежит в видимом диапазоне и соответствует области наибольшей чувствительности высокочастотных приемников излучения, гелий-неоновые лазеры с этой длиной волны получили наибольшее распространение. Ширину спектральной линии определяют следующие три процесса.

1. Столкновения. В гелий-неоновых лазерах при давлении  $p \approx 66$  Па и комнатной температуре  $\tau_c \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$  с ширина линии обусловлена столкновениями,  $\Delta\nu_c = 1/(\pi\tau_c) \approx 0,64$  МГц.

2. Естественное уширение  $\Delta\nu_{ест} = 1/(2\pi\tau_{сп}) \approx 19$  МГц, где  $\tau_{сп}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_p^{-1}$ , а  $\tau_s$  и  $\tau_p$  — времена жизни  $s$ - и  $p$ -уровней соответственно.

3. Доплеровское уширение. Для  $T \neq 300$  К имеем:  $\Delta\nu_{допл} \approx \approx 1700$  МГц ( $\lambda = 0,63$  мкм);  $\Delta\nu_{допл} \approx 800$  МГц ( $\lambda = 1,15$  мкм);  $\Delta\nu_{допл} \approx 300$  МГц ( $\lambda = 3,39$  мкм).

Таким образом, доплеровское уширение является наиболее существенным для гелий-неоновых лазеров.

Гелий-неоновый лазер в силу сложных процессов возбуждения и релаксации в нем характеризуется рядом оптимальных рабочих параметров.

1. Оптимальное давление неона (около 13 Па) и отношение концентрации гелия к неону. Концентрация гелия должна превышать концентрацию неона. Оптимизированное экспериментально по шах мощности излучения отношение гелия к неону в зависимости от диаметра трубки составляет 5 : 1—10 : 1. Большее отношение относится к малым диаметрам разрядной трубки. Существование оптимального давления неона, вероятно, связано с тем, что при повышении давления увеличивается роль процессов ступенчатого электронного возбуждения нижних уровней неона.

2. Оптимальный диаметр разрядной трубки. Стенки разрядной трубки необходимо приближать друг к другу из-за того, что состояние  $1s$  является метастабильным и релаксация этого уровня происходит только за счет столкновений со стенками трубки. Однако чрезмерное уменьшение диаметра трубки может привести к значительному росту дифракционных потерь. Практически диаметр трубки выбирают в пределах 1—5 мм.

Для гелий-неонового лазера существует закон подобия для разряда

$$pd = \text{const},$$

где  $p$  — суммарное давление газовой смеси;  $d$  — диаметр разрядной трубки. Закон подобия означает, что если разрядные трубки имеют разные диаметры, то в оптимуме получаем одинаковые удельные характеристики для лазерного излучения. Опытным путем установлено, что оптимальное произведение  $pd$  для гелий-неоновых лазеров лежит в пределах 0,44—0,53 Па·м.

3. Оптимальная плотность тока разряда. Необходимость оптимизации плотности тока связана с процессами интенсивного электронного возбуждения нижних уровней неона. Это может существенно снизить инверсию и даже сорвать генерацию. Выходная мощность гелий-неонового лазера не растет монотонно с плотностью тока, а достигает некоторого оптимального значения, которое зависит только от длины разрядной трубки. Оптимальное значение тока в промышленных гелий-неоновых лазерах составляет 5—50 мА.

Переходы, соответствующие линиям излучения 0,63 и 3,39 мкм, имеют общий верхний уровень  $3s_2$ , а соответствующие линиям излучения 1,15 и 0,63 мкм, — общий нижний уровень  $2p_4$ . Одновременная генерация на каждой из пар линий излучения ведет к перераспределению атомов на лазерных уровнях, что в итоге приводит к снижению инверсии населенностей. Это явление называется конкуренцией переходов. На практике для устранения конкуренции используются следующие способы.

Наложение поперечного магнитного поля, что ведет к расщеплению уровней (эффект Зеемана). Контуры каждой спектральной линии раздваиваются, причем обе расщепленных компоненты имеют противоположную круговую поляризацию. Для линии 3,39 мкм расщепление уровней велико, а для линии 0,63 мкм — сравнительно мало, и потери для линии 3,39 мкм при прохождении окон Брюстера оказываются столь большими, что генерация срывается.

Применение в резонаторе материалов, избирательно поглощающих излучение с длиной волны 3,39 мкм (стекло С-52-2; ЛК-4 и т. п.).

Специальный подбор покрытий зеркал.

Применение внутри резонатора ячейки, наполненной метаном, сильно поглощающим в области 3,39 мкм.

Конструкция типичного элемента гелий-неонового лазера представляет собой капилляр с внутренним диаметром 1—2,5 мм, длиной 250—500 мм, изготовленный из термостойкого электровакуумного стекла с толщиной стенок 2—5 мм (рис. 6.3). К капилляру предъявляются требования прямолинейности (стрела прогиба не более 0,1 мм), жесткости, низкой проницаемости по гелию и высокие требования к допуску на внутренний диаметр.

В гелий-неоновых лазерах применяют холодные катоды, что позволяет иметь наработку более 10 000 ч. Активному элементу, показанному на рис. 6.3, а, свойственна низкая механическая прочность. Поэтому все большее распространение получают трубки коаксиальной конструкции (рис. 6.3, б). Такие трубки со встроенными зеркалами оптического резонатора фактически представляют собой лазерные излучатели. В этом случае несущей конструкцией резонатора и одновременно внешней колбой газоразрядной трубки является стеклянная трубка диаметром 30—40 мм. Такая конструкция излучателей позволяет механизировать процессы их изготовления.

Источники питания малогабаритных гелий-неоновых лазеров представляют собой маломощные высоковольтные выпрямители, рассчитанные на питание от сети переменного тока или переносных аккумуляторов. Кроме источника постоянного тока для возбуждения газовой смеси может быть использована СВЧ накачка, но она применяется сравнительно редко.

В связи с развитием и совершенствованием конструкции гелий-неоновых лазеров они находят все большее применение в науке и технике. Они успешно применяются в области передачи и обработки информации, в контрольно-измерительной и юстировочной технике, в медицине и биологии. На основе лазеров разработаны следующие системы: видеопроекторы, факсимильные, печати и записи информации, считывающие, контроля качества, доплеровские измерители скорости, интерферометрические, контроля поверхности, управления землеройными машинами, центрирования, установки для лучевой терапии, офтальмологии, рентгеноскопии, анализа клеток и микрочастиц и т. д.

#### 6.4. ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Ионные лазеры являются источником непрерывного когерентного излучения в основном в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Ионные лазеры на инертных газах имеют следующие основные особенности: рабочие уровни ионных переходов расположены достаточно высоко, а расстояние между ними на энергетической диаграмме больше, чем у атомных переходов, что обуславливает возможность получать лазерную генерацию в более коротковолновой области спектра; большая, как правило, по сравнению с атомными переходами вероятность ионных переходов и сравнительно высокие параметры насыщения позволяют полу-

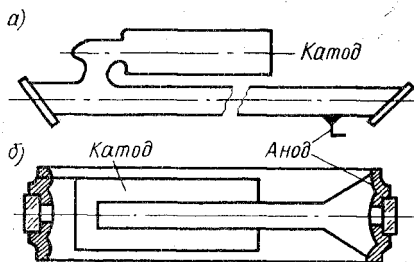


Рис. 6.3. Схематическое изображение активного элемента гелий-неонового лазера (а) и излучателя коаксиальной конструкции (б)

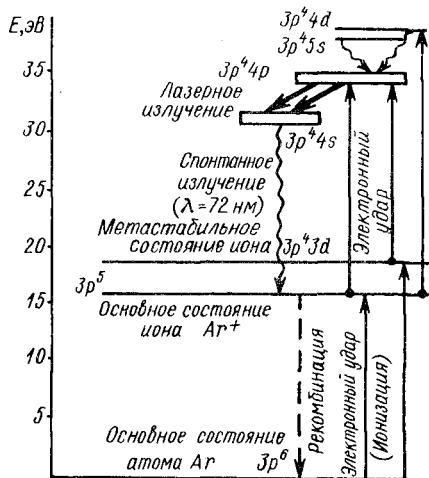


Рис. 6.4. Упрощенная схема энергетических уровней лазера на ионах аргона

Он генерирует одновременно на нескольких длинах волн в диапазоне 454,5—514,5 нм, причем наибольшая интенсивность генерации соответствует линиям с  $\lambda = 488$  нм (голубая) и  $\lambda = 514,5$  нм (зеленая).

Механизм создания инверсии в аргоновом лазере основан на заселении верхнего лазерного уровня благодаря двум последовательным столкновениям атома с электронами в электрическом разряде (рис. 6.4). Атомы аргона, соударяясь с электронами, ионизируются и переходят на основной уровень иона — первое столкновение. Далее ионы аргона, сталкиваясь с электронами, переходят на верхние лазерные уровни. Пусть плотность числа ионов аргона в основном состоянии —  $N_i$ , а плотность числа электронов —  $N_e$ . В целом плазма разряда электронейтральна, т. е.  $N_i \approx N_e$ . При этом предположении скорость накачки верхних лазерных уровней на единицу объема за счет данного процесса будет

$$dN/dt \sim N_i N_e \approx N_e^2.$$

В стационарном разряде плотность электронов пропорциональна плотности тока разряда:  $N_e \sim I$ . Следовательно,  $dN/dt \sim I^2$ . Скорость накачки в стационарных условиях определяет мощность генерации.

В стационарном режиме населенность возбужденного состояния ионов в первом приближении равна

$$N = N_e N_i \bar{v}_e \sigma_m t e^{-\Delta E/(kT_e)},$$

где  $\bar{v}$  — средняя скорость хаотического движения электронов;  $\sigma_m$  — максимальное эффективное сечение возбуждения ионов элек-

чать высокую мощность излучения в непрерывном режиме.

В настоящее время в качестве активной среды ионных лазеров получили распространение такие инертные газы: аргон, криптон, ксенон, неон. Наиболее мощная генерация (несколько сотен ватт) получена в сине-зеленой области спектра ( $\lambda = 488,8$  нм,  $\lambda = 514,5$  нм) на ионах  $Ar^{2+}$ , в желто-красной (568,2 нм, 647,1 нм) на ионах  $Kr^{2+}$ , на УФ линиях  $Ne^{2+}$ ,  $Ar^{3+}$  и  $Kr^{3+}$ . Но в основном применение имеют лазеры на аргоне.

Аргоновый лазер возбуждается дуговым разрядом; генерация наблюдается как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

тронами;  $\tau$  — время жизни возбужденного состояния иона;  $\Delta E$  — разность энергий между возбужденным и основным состояниями иона;  $T_e$  — электронная температура.

Концентрация электронов в плазме равняется концентрации ионов ( $N_e \approx N_i$ ), поэтому разность заселенностей двух рабочих уровней — верхнего  $i$  и нижнего  $k$  — составит

$$\Delta N_{ik} = N_e^2 \bar{v}_e (\sigma_{mi} \tau_i - \sigma_{mk} \tau_k) e^{-\Delta E_{ik}/(kT_e)},$$

где  $\Delta E_{ik}$  — разность энергий между уровнями  $i$  и  $k$ .

Из этого выражения следует, что инверсия ( $\Delta N_{ik} > 0$ ) возможна при условии  $\sigma_{mi} \tau_i > \sigma_{mk} \tau_k$ . Поскольку  $\sigma_{mi}$  и  $\sigma_{mk}$  по значениям близки друг к другу, то возможность инверсии определяется значениями  $\tau_i$  и  $\tau_k$ , т. е. временами жизни на рабочих уровнях. Время жизни на верхнем уровне  $\tau_i$  должно быть больше времени жизни на нижнем уровне  $\tau_k$ . Время жизни верхнего лазерного уровня порядка  $10^{-8}$  с, тогда как нижний лазерный уровень (4s) определяется радиационным переходом в основное состояние и имеет время жизни около  $10^{-9}$  с.

Кроме приведенного механизма создания инверсии, который является основным, имеются еще и другие процессы, дающие вклад в инверсию. Значительный вклад в инверсию могут вносить ступенчатое возбуждение электронным ударом через метастабильные состояния; каскадное заселение верхних уровней сверху. Количественный вклад этих процессов сильно зависит от режима работы лазера и конкретного перехода.

Ширина линии излучения определяется доплеровским уширением, обусловленным высокой ионной температурой  $\Delta \nu_D \approx \approx 350$  МГц.

Основным параметром, во многом определяющим выходные характеристики ионных лазеров, является плотность разрядного тока. С ростом плотности тока мощность излучения растет приблизительно пропорционально кубу тока. При увеличении плотности тока скорость возрастания мощности снижается. В режимах, близких к рабочим, эта зависимость носит примерно квадратичный характер. При дальнейшем увеличении плотности тока (600—1000 А/см<sup>2</sup>) наблюдается насыщение и далее спад, вплоть до исчезновения генерации (рис. 6.5). Спад мощности обусловлен в основном девозбуждением электронами верхних лазерных уровней, пленением УФ резонансного излучения ( $\lambda = 72$  нм), 100%-ной ионизацией, вытеснением газа и др.

Из-за большой плотности тока в газоразрядной трубке происходит перекачка ионов  $Ag^+$  по направлению к катоду, что приводит к срыву генерации. Для компенсации этого эффекта в конструкции газоразрядной трубки предусмотрена дополнительная трубка (обводной канал), обеспечивающая обратную циркуляцию газа (рис. 6.6). Для предотвращения возникновения разряда через эту трубку она делается длиннее основной газоразрядной трубки. Кроме того, трубку обычно помещают в постоянное магнитное

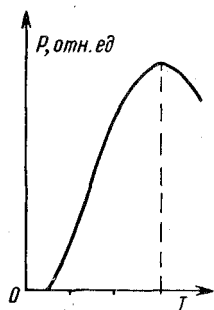


Рис. 6.5. Зависимость мощности излучения аргонного лазера от плотности разрядного тока

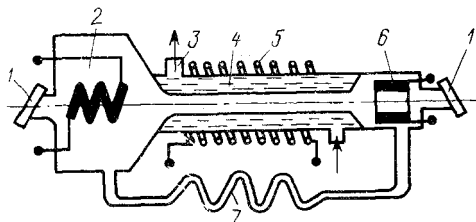


Рис. 6.6. Схема лазера на аргоне:

1 — окна под углом Брюстера; 2 — катод; 3 — система охлаждения; 4 — керамический капилляр; 5 — обмотка соленоида; 6 — анод; 7 — обводной канал

поле, параллельное оси трубки. Продольное магнитное поле существенно влияет на параметры плазмы; траектории электронов, движущихся поперек силовых линий поля к стенкам разрядной трубки, закручиваются. В результате частота соударений в плазме повышается, а потери на стенках уменьшаются. Напряжение горения разряда в магнитном поле снижается, и при том же разрядном токе мощность излучения увеличивается, т. е. растет и КПД.

С увеличением напряженности магнитного поля концентрация заряженных частиц возрастает, а электронная температура уменьшается. Рост концентрации ионов приводит к увеличению инверсии, а снижение электронной температуры — к ее уменьшению. Поэтому зависимость мощности излучения от напряженности магнитного поля имеет экстремум. Оптимум напряженности поля лежит в интервале  $2 \cdot 10^4$ — $10^5$  А/м, а его конкретное значение зависит от плотности тока, диаметра капилляра, давления газа. Аналогичным образом зависит мощность излучения от давления наполняющего газа. Здесь оптимум лежит в диапазоне 40—80 Па. Он также зависит от параметров разряда.

Высокие плотности разрядного тока, выделяющаяся в разрядном капилляре большая тепловая мощность (сотни ватт с одного сантиметра длины), вытеснение, перекачка и поглощение газа обуславливают высокие требования к материалу трубки. В настоящее время они выполняются из кварца, окиси бериллия ( $\text{BeO}$ ), графита, анодированных алюминиевых секций, тугоплавких металлов. Первые трубки были с кварцевым разрядным каналом. Низкая теплопроводность кварца и обусловленные этим ограничения по плотности тока привели к необходимости использования более теплопроводных диэлектрических материалов. Практическое применение нашла электровакуумная керамика на основе окиси бериллия. Ее теплопроводность близка к тепло-



проводности алюминия, температура плавления 2700 °С, напряжение пробоя  $10^7$  В/см; она хорошо спаивается с электровакуумным материалом; предельные токовые нагрузки составляют 800—1000 А/см<sup>2</sup>. Перспективными являются лазеры, использующие капилляры из вольфрамовых шайб. Такие капилляры обладают существенно большей прочностью, они в меньшей степени подвержены эрозии, в них практически отсутствует поглощение инертного газа.

Водяное охлаждение значительно осложняет эксплуатацию аргоновых лазеров, однако оно неизбежно при уровнях излучаемой мощности порядка 1 Вт и потребляемой мощности около 10 кВт. Если мощность излучения составляет 100—200 мВт, то возможно ограничиться принудительным воздушным охлаждением.

В настоящее время выпускается большое число типов ионных газовых лазеров на различные уровни мощности излучения. Наибольшее распространение в промышленности получили приборы, работающие в непрерывном режиме, имеющие мощность излучения от долей милливатт до 5—20 Вт при КПД 0,01—0,1%. В отдельных образцах получена мощность излучения до сотен ватт при КПД до десятых долей процента.

Высокая мощность излучения, повышенная энергия фотонов и возможность получения одночастотного режима обеспечили распространение ионных лазеров как мощных источников оптической накачки в голографии, спектроскопии комбинационного рассеяния, медико-биологических исследованиях, для подводной локации и телевидения, в системах аэрофоторазведки, лазерной технологии получения киноформных и дифракционных оптических элементов и т. п.

### 6.5. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Молекулярные лазеры — одна из наиболее перспективных и бурно развивающихся групп газоразрядных лазеров, что в основном обусловлено высоким КПД и большой мощностью в непрерывном режиме.

Рассмотрим основные особенности молекулярной активной среды. В общем случае полная энергия молекулы представляет собой сумму следующих четырех компонент: 1) электронной энергии, обусловленной движением электронов вокруг ядер; 2) колебательной энергии, связанной с движением ядер; 3) вращательной энергии, обусловленной вращением молекулы; 4) трансляционной энергии. Для описания механизма создания инверсии используются первые три вида энергии, так как трансляционная энергия не квантуется. Между этими видами энергии существует следующее соотношение:  $E_{эл} \gg E_{кол} \gg E_{вр}$ , которое можно выразить таким образом:  $E_{эл} : E_{кол} : E_{вр} = 1 : \sqrt{m/M} : m/M$ , где  $m$  —

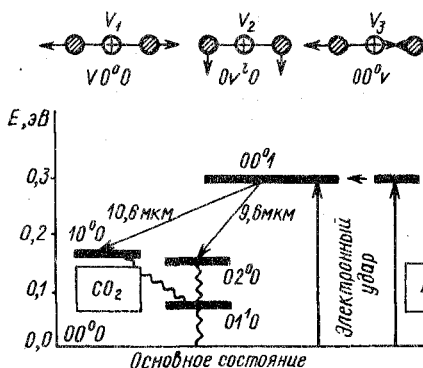
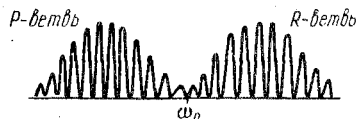


Рис. 6.7. Схема рабочих уровней лазера на  $\text{CO}_2$  (вверху показано движение атомов, отвечающее трем основным типам колебаний линейной молекулы  $\text{CO}_2$ )

Рис. 6.8. Переходы между двумя колебательными уровнями с учетом вращательной структуры



масса покоя электрона;  $M$  — суммарная масса ядер атомов, составляющих молекулу. Обычно  $m/M = 10^{-3} \div 10^{-5}$ , а  $E_{\text{вд}}$ , как известно, имеет значение порядка нескольких электронвольт. Верхний уровень в молекулярных лазерах расположен значительно ниже, чем в лазерах, использующих атомные и ионные переходы, поэтому в процессе возбуждения принимает участие сравнительно большая доля числа электронов. Этим и объясняется высокая эффективность накачки в молекулярных лазерах.

Наиболее типичным представителем молекулярных лазеров является лазер на углекислом газе ( $\text{CO}_2$ ). Большое распространение имеет также лазер на  $\text{CO}$ . Основная длина волны излучения лазера на  $\text{CO}_2$  лежит в области 10,6 мкм, а лазера на  $\text{CO}$  — в области 5—5,4 мкм. Распространению этих лазеров способствовал также тот факт, что области их длин волн генерации слабо поглощаются атмосферой. Основной отличительной особенностью молекулярных лазеров, по сравнению с атомарными и ионными, является использование колебательно-вращательных переходов молекул. Энергетические уровни, соответствующие этим переходам, в отличие от электронных переходов расположены значительно ниже по отношению к основному уровню и гораздо чаще, а кроме того, расстояния между отдельными колебательными уровнями эквидистантны.

Рассмотрим механизм действия лазера на  $\text{CO}_2$ . Молекула  $\text{CO}_2$  линейно-симметрична по конфигурации и имеет три типа разрешенных колебаний: симметричные, деформационные и асимметричные (рис. 6.7). Колебательные состояния молекулы  $\text{CO}_2$  обозначаются набором трех колебательных квантовых чисел:  $v_1, v_2, v_3$ . Эти числа равны кратности возбуждения соответственно симметричных, деформационных и асимметричных колебаний молекулы, а  $l$  указывает на поляризацию деформационного колебания. Например, колебательное состояние  $(00^01)$  ( $v_1 = 0, v_2 = 0, v_3 = 1$ ) соответствует состоянию однократно возбужденного асимметричного колебания (симметричные и деформационные колебания не возбуждены). Каждый из колебательных уровней молекулы состоит, в свою очередь, из совокупности близко распо-

женных вращательных подуровней, соответствующих вращению ядер молекулы и характеризующихся изменением углового момента. В соответствии со сложной структурой уровней спектр излучения молекул весьма сложен и состоит из отдельных колебательно-вращательных полос, разделенных интервалами, соответствующими переходам электронов. Если учесть это, то ясно, что излучение происходит за счет переходов между вращательными уровнями верхнего колебательного состояния и низко расположенного колебательного состояния. Какой-либо переход между колебательными уровнями при отсутствии вращения должен был бы давать только одну частоту  $\omega_0$  (рис. 6.8). Но на самом деле такой переход состоит из двух наборов линий. Набор, соответствующий более низким частотам, называется *P*-ветвью. Другой набор, соответствующий более высоким частотам, называется *R*-ветвью.

Инверсия населенности может быть получена как в чистом  $\text{CO}_2$ , так и в смеси газов.

Накачка верхнего лазерного уровня  $00^01$  в чистом  $\text{CO}_2$  происходит при соударении молекулы в основном состоянии  $00^00$  с электроном, т. е. прямым электронным ударом. Электроны в разряде возбуждают и более высоко расположенные уровни —  $00^02$ ,  $00^03$  и т. д. В результате неупругих соударений молекул в этих состояниях с невозбужденными молекулами происходит понижение энергии возбужденных молекул с соответствующим переходом молекул в состоянии  $00^00$  на верхний колебательный уровень.

Для увеличения инверсии и эффективности преобразования энергии электронов в энергию лазера к углекислому газу добавляют азот и гелий. Колебательные уровни азота почти совпадают с колебательными уровнями  $\text{CO}_2$  асимметричного типа колебаний, поэтому молекулы азота на верхних колебательных уровнях передают свою энергию молекуле  $\text{CO}_2$  практически без потерь. Колебательные уровни дипольной молекулы азота являются метастабильными. Время жизни этих уровней достигает нескольких секунд. Разряд в азоте приводит к возбуждению почти 30 % всех молекул в разряде. Эффективность использования электронов в разряде смеси  $\text{CO}_2$ — $\text{N}_2$  чрезвычайно высока и достигает 70—80 %. КПД такого лазера ограничивается практически только квантовой эффективностью лазерного перехода, которая для уровня  $00^01$  достигает 45 %. Генерация лазера осуществляется либо на переходе  $00^01 \rightarrow 10^00$ , либо на переходе  $00^01 \rightarrow 02^00$ . Но так как первый из этих переходов обладает большим усилением и оба перехода имеют один и тот же верхний уровень, то генерация обычно происходит на переходе  $00^01 \rightarrow 10^00$  ( $\lambda = 10,6$  мкм). Для получения генерации на линии 9,6 мкм или на другой вращательной линии внутри резонатора помещают частотный селектор, чтобы подавить генерацию на линии с наибольшим усилением.

Релаксация нижних лазерных уровней происходит через резонансное соударение молекул  $\text{CO}_2$  в состоянии  $10^00$  с невозбужденными молекулами в состоянии  $00^00$  с образованием двух молекул в состояниях  $01^10$ . Из этого состояния молекулы переходят вниз.

Существенную роль в процессах возбуждения и релаксации играет гелий. Гелий, как газ с высоким потенциалом ионизации, повышает электронную температуру, а с другой стороны, способствует распаду нижних уровней  $10^00$  и  $01^10$  в результате неупругих соударений. Релаксации нижних уровней способствуют также соударения с парами воды и другими молекулами, как добавляемыми специально в лазеры на  $\text{CO}_2$ , так и образующимися в разряде. Из-за малого расстояния между основным ( $00^00$ ) и нижним ( $01^10$ ) лазерными уровнями рабочую смесь в молекулярных лазерах необходимо охлаждать. Предельная температура рабочего газа не должна превышать 700—800 К, а следовательно, отводимая и вводимая в разряд мощности оказываются строго ограниченными условиями теплоотвода. А это, в свою очередь, приводит к ограничению мощности излучения, снимаемой с единицы разрядной трубки. Охлаждение смеси происходит в основном из-за диффузии возбужденных молекул в направлении к стенкам трубки; следовательно, существенное увеличение диаметра активной среды для молекулярного лазера неприемлемо из-за перегрева рабочей смеси. В лазерах на  $\text{CO}_2$  могут использоваться активные среды диаметром до 10 см и длиной до 100 м. Газовый разряд в молекулярных лазерах подчиняется в основном правилам подобия. Оптимальные условия определены лишь для отпаянных активных элементов, в которых используется обычный тлеющий разряд. Оптимальное произведение составляет 530 ПА·см ( $p$  — парциальное давление  $\text{CO}_2$ ).

Максимальная удельная мощность в отпаянных лазерах и лазерах с медленной прокачкой, которую можно получить с единицы объема, равна

$$P_{\text{уд}} \sim v_T N_M (\lambda/d^2),$$

где  $v_T$  — тепловая скорость;  $N_M$  — концентрация молекул;  $\lambda$  — длина свободного пробега;  $d$  — диаметр трубки. Соответственно мощность на единицу длины  $P(l)$  определяется выражением

$$P(l) = C N_M \lambda$$

и не зависит от диаметра ( $C$  — константа). А так как  $N_M \lambda = \text{const}$ , то величина  $P(l)$  не зависит и от давления и имеет практически постоянное значение (примерно 50 Вт/м).

Другой особенностью молекулярных лазеров является наличие сравнительно узких линий: ширина доплеровского контура около 100 МГц, т. е. на один-два порядка ниже ширины линий в гелий-неоновых и ионных аргоновых лазерах, что объясняется сравнительно низкой частотой инфракрасных переходов и темпе-

ратурой рабочей смеси. Это создает условия для работы молекулярных лазеров в одночастотном режиме с высоким уровнем мощности при однородном характере насыщения усиления. Наличие вращательной структуры у колебательных уровней приводит к возможности получения перестраиваемой генерации примерно на 100 отдельных спектральных линий, расположенных относительно друг друга на расстоянии от 1,0 до 10 нм.

В газовом разряде происходят также химические процессы, приводящие к изменению состава рабочей смеси. Они в основном заключаются в разложении углекислого газа на угарный газ (CO) и кислород (O). В конечном итоге в отпаянных газоразрядных трубках это может привести к исчезновению генерации. Для получения непрерывной генерации в газовую смесь добавляют небольшое количество паров воды, что приводит к регенерации молекул CO<sub>2</sub>, вероятно, в соответствии со следующей реакцией:  $\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$ .

Конструктивно лазеры на CO<sub>2</sub> можно разделить на три типа: с отпаянной трубкой; с медленной прокачкой (скорость газового потока порядка 1 м/с); с быстрой прокачкой (скорость потока около 30 м/с).

Отпаянные разрядные трубки лазеров на CO<sub>2</sub> являются наиболее распространенными благодаря сравнительно небольшим габаритным размерам, отсутствию системы прокачки и простоте обслуживания. В качестве оптических элементов обычно используются германий и арсенид галлия. Долговечность отпаянных трубок определяется в основном скоростью разложения углекислого газа.

В отпаянных трубках с метра длины получают 20—30 Вт/м; прокачка рабочей смеси дает возможность повысить удельную линейную мощность в два-три раза (до 50—70 Вт/м) и получить практически неограниченный срок службы.

Лазеры с медленной прокачкой нашли применение в технологических установках, где стоимость баллонов с запасами рабочих газов и насоса по отношению к стоимости всей установки сравнительно невелика. Для сокращения длины излучателя в прокачных лазерах широко применяют «свернутый» резонатор в сочетании с многомодульной конструкцией. Мощность их излучения доходит до нескольких сотен ватт.

Предельная линейная мощность прокачных лазеров ограничена главным образом перегревом рабочей смеси при попытках подвести к разряду повышенную электрическую мощность. Эти ограничения связаны с использованием в качестве основного механизма охлаждения активной среды молекулярной теплопроводности. Быстрое прохождение рабочей смеси через активный объем, ограниченный резонатором, позволяет отводить тепло вместе с газом и существенно поднять удельную мощность как на единицу длины, так и на единицу объема. При этом характерное время охлаждения активной среды, равное времени ее пролета через

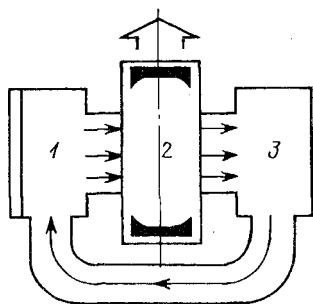


Рис. 6.9. Схематическое изображение лазера на  $\text{CO}_2$  с быстрой поперечной прокачкой:

1 — вентилятор (компрессор);  
2 — область разряда; 3 — теплообменник

мymax определяется только условием осуществления однородного разряда. Так, при КПД преобразования вкладываемой энергии в энергию лазерного излучения около 20% получаем, что атмосферному давлению соответствует удельная энергия излучения около  $0,1 \text{ Дж/см}^3$ . При времени прокачки приблизительно  $10^{-4} \text{ с}$  это дает  $10^3 \text{ Вт/см}$ , что на несколько порядков превышает максимальную удельную мощность электроразрядного лазера на  $\text{CO}_2$ , охлаждаемого за счет молекулярной теплопроводности.

В лазерах с быстрой прокачкой поток газа направляют поперек оси резонатора. При быстрой прокачке практически невозможно работать по открытому циклу, как это имеет место при медленной прокачке, поскольку рабочая смесь с дефицитным гелием будет выбрасываться в атмосферу и загрязнять окружающую среду. Поэтому лазеры с быстрой прокачкой работают по замкнутому циклу (рис. 6.9). В схему прокачки включают теплообменник и компрессор. В таком лазере удалось получить выходную мощность около 1 кВт с метра длины.

В настоящее время созданы лазеры на  $\text{CO}_2$  с мощностью излучения до 100 кВт, но наиболее целесообразны с экономической точки зрения лазеры с мощностью 1—10 кВт. При мощностях выше 10 кВт более высокие показатели имеют лазеры с комбинированной накачкой, а при мощностях ниже 1 кВт целесообразно использовать лазеры с медленной прокачкой и свернутым резонатором.

Лазеры на  $\text{CO}_2$  используются в качестве источника когерентного излучения сравнительно небольшой мощности в системах точных измерений, передачи информации, тонкой технологии, в медицине, в качестве источника мощного излучения в технологических установках для сварки, резки металлов, лазерного разделения изотопов, как источник оптической накачки лазеров дальнего ИК диапазона и т. д.

Большой интерес к газовым лазерам определяется их высокой однородностью, возможностью достижения большой концентрации активных частиц и высокого КПД. Кроме того, при высоких давлениях возможны осуществление плавной перестройки частоты генерации ультракоротких импульсов, достижение высокой мощности и когерентности излучения.

Релизация проблемы создания мощных лазеров с повышенным давлением имеет ряд трудностей, одна из которых заключается в невозможности использования для возбуждения больших объемов газа самоподдерживающегося электрического разряда из-за возникновения неустойчивостей, приводящих к шунтированию разряда. В 1970 г. для преодоления этой проблемы и ряда других, связанных с особенностями создания инверсии в газовой среде, было предложено получать свободные электроны с помощью внешнего источника ионизации. Эти лазеры были названы электроионизационными.

Рассмотрим особенности электроионизационного метода возбуждения газовых лазеров на примере лазера на  $\text{CO}_2$ .

При движении электронов через молекулярный газ под воздействием электрического поля электроны испытывают столкновения с молекулами. При неупругих столкновениях электроны передают свою энергию, накопленную между столкновениями, различным степеням свободы молекулам. Для лазера на  $\text{CO}_2$  основной механизм создания инверсии связан с возбуждением молекул азота и сильно зависит от отношения напряженности электрического поля к давлению газа. Как показали исследования (рис. 6.10), для лазера на колебательно-вращательных переходах с накачкой электрическим током оптимальная область значений напряженности электрического поля находится значительно ниже поля зажигания самостоятельного разряда, которому соответствует область ионизации. Таким образом, в оптимальной схеме электроионизационного лазера необходимо отказаться от самостоятельного электрического разряда и создавать проводимость газа независимым путем. Например, посредством облучения проникающим излучением. В этом случае концентрация свободных электронов в активной среде не зависит от напряженности электрического поля и определяется только интенсивностью ионизирующего излучения. Этот метод накачки называется электроионизационным.

Отказ от самостоятельного разряда приводит к тому, что процесс протекания электрического тока через ионизационный газ становится устойчивым и отпадают ограничения на давление рабочего газа и размер системы, существовавшие для самостоятельного разряда. Именно это обстоятельство является важнейшей особенностью электроионизационного метода введения энергии в активную среду лазера, принципиально отличающей электро-

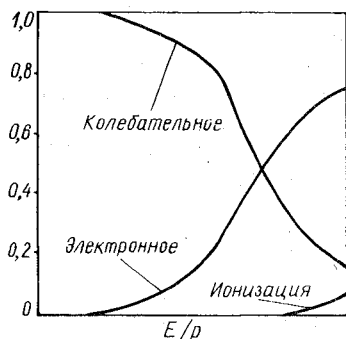
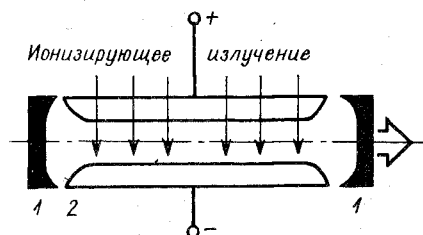


Рис. 6.10. Распределение мощности накачки по степеням свободы молекул при электрическом возбуждении азота

Рис. 6.11. Схема возбуждения электроионизационного лазера на  $\text{CO}_2$ . 1 — зеркала резонатора; 2 — электроды



ионизационный метод от других методов комбинированной накачки.

На рис. 6.11 приведена схема возбуждения электроионизационного лазера на  $\text{CO}_2$ . Газовая среда помещается между двумя металлическими электродами, на которые подается напряжение электрического питания. Напряжение выбирается в соответствии с оптимальным значением  $E/p$  (отношение напряженности поля к давлению смеси). Для возбуждения колебательно-вращательных переходов в молекулярных газах оптимальное значение параметра  $E/p$  в 5—10 раз ниже пробивного. Под действием ионизирующего излучения создается проводимость газа, через газ течет ток, и в газе выделяется энергия. Эта энергия при оптимальном значении  $E/p$  с КПД, близким к 100%, преобразуется в энергию колебаний молекул и затем в результате колебательно-поступательной релаксации может превратиться в тепло. При соответствующем подборе состава газа можно значительную долю колебательной энергии сконцентрировать на верхнем лазерном колебательном уровне и затем отвести в виде когерентного излучения.

Формирование электронных пучков, вводимых в рабочий объем активной среды, осуществляется либо электронной пушкой, либо за счет тлеющего разряда. Электронный пучок, формируемый электронными пушками, вводится в область разряда через тонкую алюминиевую фольгу, отделяющую вакуумную камеру от области разряда и обеспечивающую ток инжекции, достаточный для образования необходимой концентрации электронов. Одновременно с импульсом тока инжекции создается электрическое поле, возбуждающее активную среду.

Для формирования мощного электронного пучка могут использоваться холодные катоды. Такая конструкция существенно проще — не требуется вакуумной камеры для формирования электронного пучка.

Результаты исследования механизмов создания инверсии позволяют сделать вывод, что повышение давления рабочей смеси



лазеров на  $\text{CO}_2$  до десятков атмосфер не приводит к качественным изменениям процессов возбуждения и релаксации лазерных уровней. Выходная энергия и КПД электроионизационного лазера на  $\text{CO}_2$  при заданном составе рабочей смеси определяются в основном энергией накачки.

Для получения генерации при повышенных и высоких давлениях используется импульсный режим работы; что позволяет устранить теплоотвод и сравнительно проще реализовать большой энерговыход в активную среду.

Электроионизационный метод накачки является наиболее эффективным для возбуждения газовых лазеров высокого давления, генерация в которых происходит на колебательно-вращательных переходах молекул. Причиной этого является, во-первых, тот факт, что при такой накачке используется слабое электрическое поле, в котором энергия электрического тока расходуется только на возбуждение колебаний, а потери на возбуждение электронных уровней и ионизацию газа практически равны нулю. Во-вторых, электроионизационный метод характеризуется чрезвычайно высокой эффективностью использования свободных электронов. Каждый электрон, созданный в газе внешней ионизацией, испытывает до  $10^5$  столкновений с молекулами рабочего газа, прежде чем рекомбинирует.

Использование электроионизационного принципа возбуждения плотных газов позволило: реализовать условия для возбуждения значительных объемов газов при больших давлениях, исчисляемых десятками и даже сотнями кубических метров; получить энерго-съем  $50 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \text{ атм}^{-1}$  при КПД 25—30%; показать возможность работы лазеров при высоких давлениях — до 100 атмосфер.

## 6.7. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Газодинамические лазеры — это лазеры, в которых источником излучения служит тепловая энергия молекулярного газа, нагретого до высокой температуры. Усиливающая среда в этом типе лазеров образуется за счет процессов тепловой релаксации молекул во время истечения газа через сверхзвуковое сопло. Движение усиливающей среды через оптический резонатор происходит со сверхзвуковой скоростью. В лазерах этого типа впервые реализован принцип прямого преобразования тепловой энергии в энергию когерентного излучения. Тепловая энергия равно распределена по всем степеням свободы молекул, в том числе и по колебательным степеням свободы. Существенным моментом для создания инверсии является тот факт, что различные колебательные моды многоатомных молекул могут релаксировать с различной скоростью.

Газодинамический метод создания инверсии получил основное развитие применительно к лазерам на  $\text{CO}_2$ . Газовая среда газодинамических лазеров представляет собой трехкомпонентную газо-

вую смесь, наибольшую концентрацию в которой составляет азот (80—90%), имеющий большое время колебательной релаксации. Благодаря свойству его молекул длительное время сохранять колебательное возбуждение потери колебательно-возбужденных молекул за время движения газа от камеры сгорания до оптического резонатора незначительны. Энергия колебательного движения молекул азота и является тем самым источником, откуда берется энергия для генерации.

Молекула  $\text{CO}_2$  обладает коротким временем колебательной релаксации. Это приводит к тому, что населенность ее колебательных уровней на всем пути от камеры сгорания до оптического резонатора близка к равновесной населенности, соответствующей температуре текущего газа. Последнее справедливо для всех уровней, кроме уровня ( $00^01$ ), населенность которого поддерживается почти неизменной за счет столкновений с возбужденными молекулами азота. Нижний лазерный уровень ( $10^00$ ) расположен достаточно высоко над основным состоянием и при температуре сверхзвукового потока ( $T = 280 \div 320$  K) населен слабо. Таким образом, в истекающем газе существует состояние инверсной населенности для молекул  $\text{CO}_2$ .

Третий компонент (пары воды, составляющие 1—2%) представляет собой молекулярный газ с еще более коротким временем колебательной релаксации. Его назначение — сократить время перехода молекул  $\text{CO}_2$  в основное состояние. За время нахождения газовой смеси в поле излучения внутри оптического резонатора каждая молекула  $\text{CO}_2$  совершает от двух до четырех полных циклов. Под циклом понимают переход из основного состояния на уровень ( $00^01$ ) при столкновении с возбужденной молекулой азота, затем излучательный переход и релаксацию в основное состояние.

Сверхзвуковое сопло в газодинамическом лазере выполняет сразу две функции: 1) создает усиливающую лазерную среду; 2) формирует газовый поток со скоростью движения около 1,5 км/с.

Сверхзвуковое расширение должно понижать температуру и давление газовой смеси за время, короткое по сравнению с временем жизни верхнего лазерного уровня и длительное по сравнению с временем жизни нижнего лазерного уровня. Для этого расширение газа должно быть осуществлено при истечении через сверхзвуковое сопло с малой высотой критического сечения (0,3—1 мм). В этом случае газовая смесь меняет свои параметры на отрезке длиной 1—2 см по потоку.

Молекулы азота, проходя через сопло, теряют незначительную часть колебательных квантов, а молекулы  $\text{CO}_2$ , наоборот, теряют практически всю энергию, за исключением той ее части, которая связана с населенностью уровня ( $00^01$ ). Населенность колебательных уровней молекул воды из-за короткого времени релаксации всегда термически равновесна и соответствует температуре текущего газа.

На рис. 6.12 показано, как изменяется населенность верхнего и нижнего возбужденных уровней по мере того, как объем газа проходит через сверхзвуковое сопло. Из рисунка следует, что наибольшие потери колебательно-возбужденных молекул азота происходят вблизи критического сечения.

В мощных лазерах с движущейся активной средой условия работы оптического резонатора имеют свои особенности. При движении активной среды через резонаторы за счет выноса возбужденных частиц из резонатора возникают потери. Это обусловлено тем, что при недостаточной напряженности электромагнитного поля в резонаторе молекулы  $\text{CO}_2$  не успевают за время нахождения в резонаторе «переработать» в излучение весь запас колебательных квантов. Вторая особенность связана с возникновением в потоке различного рода оптических неоднородностей, вихрей, кильватерных следов и слабых ударных волн. Эти особенности выделяют газовый поток в самостоятельный вид активной лазерной среды.

В реальных условиях КПД газодинамических лазеров составляет единицы процентов, так как данный тип лазера является своего рода тепловой машиной. Его КПД определяется температурами рабочего тела — высокой и низкой. Поднимать слишком высокую температуру нельзя из-за диссоциации  $\text{CO}_2$ , а слишком низкую нельзя использовать из-за опасности конденсации  $\text{CO}_2$ . Основным достоинством газодинамических лазеров является их высокая выходная мощность в непрерывном режиме работы, достигающая мегаваттного диапазона, что обусловлено прохождением через резонатор лазера большого количества возбужденных молекул в единицу времени.

Выходную мощность лазера можно представить следующим образом:

$$P = h\nu Q \chi t \varphi_n \varphi_r,$$

где  $Q$  — расход газа, число молекул/с;  $h\nu = 2 \cdot 10^{-20}$  Дж;  $\chi = 0,8$  — содержание азота в смеси;  $t = 8,1\%$  — число колебательных квантов, приходящихся в среднем на одну молекулу  $N_2$ ;  $\varphi_n = 0,5$  — эффективность сопла (учитывает потери колебательных квантов при истечении через сопло);  $\varphi_r = 0,5$  — эффективность резонатора (энергия, переводимая резонатором в полезное излучение). При расходе  $10 \text{ кг/с}$   $Q = 2 \cdot 10^{26}$  мол./с, выходная мощность  $P = 60 \text{ кВт}$ .

Схематично принцип действия газодинамического лазера представлен на рис. 6.13.

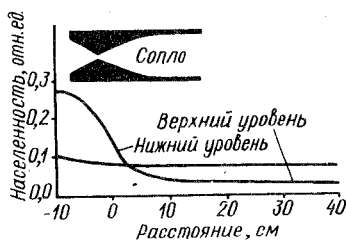


Рис. 6.12. Зависимость населенности верхнего и нижнего возбужденных уровней от расстояния до сопла

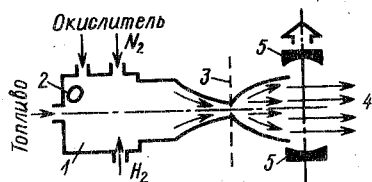


Рис. 6.13. Схема газодинамического лазера:

1 — камера сгорания; 2 — запальное устройство; 3 — сверхзвуковое сопло; 4 — поток отработанного газа; 5 — зеркала резонатора

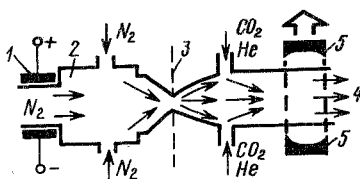


Рис. 6.14. Схема электродинамического лазера:

1 — электроды; 2 — буферная камера; 3 — сверхзвуковое сопло; 4 — поток отработанного газа; 5 — зеркала резонатора

К недостаткам газодинамических лазеров следует отнести их большие габаритные размеры, потребление большого количества горючего, сильный шум при работе. Для устранения одного из недостатков, связанных с тепловой накачкой, было предложено возбуждать молекулы азота с помощью электрического разряда, что приводит к уменьшению габаритных размеров конструкции и увеличению КПД. Молекулы азота возбуждаются в сильном электрическом поле, создаваемом электрическим разрядом в пространстве между электродами (рис. 6.14). В буферной камере нагретый азот смешивается с дополнительным потоком азота, имеющим комнатную температуру, при этом устанавливаются заданные температура и давление. Затем происходит быстрое сжатие, перемещение с высокой скоростью и расширение за соплом нагретого азота. Сюда же под давлением вводится смесь холодного  $\text{CO}_2$  и He. Газы перемешиваются, что вызывает передачу возбуждения от молекул азота к молекулам  $\text{CO}_2$ . Дальнейшего увеличения КПД можно достичь при создании газодинамического лазера с замкнутым циклом.

## 6.8. ЛАЗЕРЫ С ХИМИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

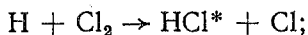
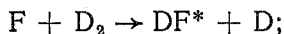
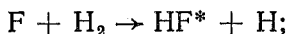
Химическим называется такой лазер, в котором энергия излучения получается за счет неравновесного распределения химической энергии среди продуктов реакции. Основная задача, которая ставилась при создании химических лазеров, заключалась в поиске пути прямого преобразования энергии, выделяющейся в процессе химической реакции, в энергию когерентного излучения, минуя другие формы, что позволило надеяться на получение автономного источника излучения.

Практический интерес к проблеме создания химического лазера объясняется тем, что в процессе многих экзотермических химических реакций (т. е. реакций, протекающих с выделением тепла) выделяется значительная энергия (до 2000 Дж/л) на единицу массы прореагировавшего вещества.

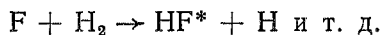
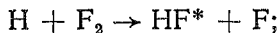
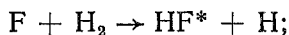
Одним из достоинств химических лазеров является богатый спектр генерируемых длин волн: от 1,3 до 26 мкм. Излучение не-

которых длин волн из указанного диапазона не удастся получить с помощью других типов лазеров. Спектральный диапазон когерентного излучения, генерируемого химическими лазерами, лежит в области колебательных частот многих молекул, что дает возможность использовать химические лазеры для нетеплового стимулирования химических реакций путем резонансного воздействия на определенные колебательные степени свободы молекул.

Наиболее естественным аккумулятором энергии, выделяющейся в результате химической реакции, являются колебательные степени свободы образующихся молекул. Поэтому генерация излучения в химических лазерах осуществляется главным образом на колебательно-вращательных переходах. Для получения молекул в возбужденных колебательных состояниях наиболее часто используются реакции замещения, примерами которых служат следующие реакции:



В химических лазерах используются в основном цепные и самоподдерживающиеся химические процессы. В цепных процессах каждый химически активный центр (атом или радикал) воспроизводится в процессе реакции. Это позволяет с помощью относительно небольшого количества химически активных центров путем многократного их использования «перерабатывать» в излучение в химическом лазере значительный запас химической энергии, содержащейся в смеси, что и дает принципиальную возможность покрыть и даже перекрыть затраты энергии на создание радикалов. Примером цепной реакции является следующий процесс:



В результате этого за счет энергии, выделяющейся в процессе реакции, молекулы  $\text{HF}^*$  оказываются возбужденными. Эти молекулы и служат источником лазерного излучения. Реальная цепь не бесконечна, так как активные центры существуют конечное время. Поэтому вводят понятие длины цепи  $\nu_{\text{хим}}$  как отношение общего числа наработанных молекул (в данном примере  $[\text{HF}]$ ) к исходному числу химически активных центров ( $[\text{F}]$ )  $\nu_{\text{хим}} = [\text{HF}]/[\text{F}]$ . Но на практике эффективность химического лазера, работающего на основе цепной реакции, определяется не химической, а так называемой лазерной длиной цепи  $\nu_{\text{л}}$ . Лазерная длина

цепи равна отношению скорости наработки возбужденных молекул ( $\text{HF}^*$ ) к скорости гибели инверсной населенности в результате релаксации. Обычно  $v_d < v_{\text{хим}}$ , и поэтому именно лазерная длина цепи определяет КПД химического лазера.

С кинетической точки зрения можно выделить две группы лазерных систем на основе химической накачки: 1) лазеры с прямым образованием инверсии населенностей в результате химической реакции; 2) лазеры с созданием инверсии населенностей путем передачи энергии от молекул, возбуждаемых химической реакцией, к молекулам, образующим лазерную среду.

Решающим фактором при создании инверсии в первом случае является соотношение между скоростью химической реакции и скоростями релаксации уровней. Для достижения пороговой плотности инверсии необходимо, чтобы скорость накачки на верхний рабочий уровень превосходила скорость заселения нижнего уровня.

Во втором случае образование инверсии населенностей происходит за счет резонансной передачи энергии возбуждения невозбужденным многоатомным молекулам, которые затем высвечиваются в резонаторе. Для образования инверсии в этом случае не требуется инверсии заселенности энергетических уровней возбужденных молекул, образующихся в результате химической реакции. Необходимо лишь, чтобы эффективная температура колебательных степеней свободы исходных молекул была выше температуры рабочей молекулы.

Кроме того, химические лазеры можно разделить по виду инициирования на «чисто химические» (без внешнего инициирования) и с иницированием химической реакции. В первом случае химическая реакция возникает самопроизвольно при смешивании компонентов. Во втором случае для обеспечения условий, необходимых для возникновения и протекания химической реакции, требуется предварительное возбуждение тех или иных реагентов, вступающих в реакцию.

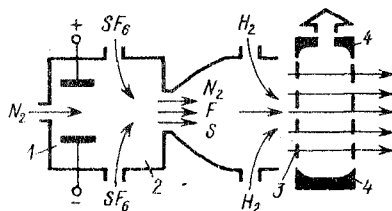
На практике наибольшее распространение для инициирования получили фотодиссоциация и диссоциация молекул электронным ударом. Источником фотонов при диссоциации может служить либо кварцевая импульсная лампа, либо различные типы открытых разрядов: искровые разряды в газе, взрывающаяся проволочка, скользящий разряд и т. п. Электроны для диссоциации электронным ударом можно получить путем формирования самостоятельного или несамостоятельного разряда в рабочей среде химического лазера; возможно использовать для этих целей и электронный пучок.

По режиму работы химические лазеры делятся на лазеры импульсного и непрерывного действия. Они имеют общую химико-кинетическую основу.

Импульсный химический лазер состоит из следующих основных узлов: реактора, где протекает химическая реакция с образованием активной среды; оптического резонатора; системы иници-

Рис. 6.15. Схема химического лазера непрерывного действия с тепловым иницированием:

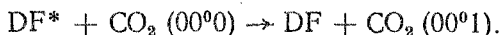
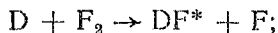
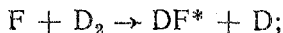
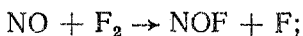
1 — камера нагрева теплоносителя; 2 — камера для смешивания химического реагента с теплоносителем; 3 — сверхзвуковой поток; 4 — зеркала резонатора



рования реакции; системы приготовления и напуска смеси реагентов в реактор; системы удаления отработанных продуктов.

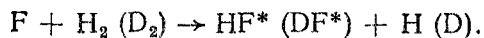
Для получения непрерывного режима генерации в химическом лазере необходимо обеспечить достаточно быструю смену реагентов в реакторе и решить проблему получения химически активных центров в непрерывном режиме.

В основу «чисто химического»  $DF-CO_2$  лазера может быть положена реакция дейтерия с фтором с последующей передачей возбуждения на  $CO_2$ . Для поджига реакции в качестве вспомогательного реагента применяется окись азота, которая при взаимодействии с молекулой фтора образует атомарный фтор, служащий активным центром, инициирующим лазерохимическую цепь:



Общая скорость потока смеси в резонаторе близка к скорости звука, но не превышает ее.

Для получения больших скоростей потоков истечения необходимо нагреть газ до высоких температур, что одновременно позволяет осуществлять тепловую диссоциацию молекул, т. е. тепловое иницирование химической реакции. Струя теплоносителя в смеси с химически активными центрами выпускается через сопловой блок, приобретая сверхзвуковую скорость. Примером лазера с тепловым иницированием является лазер, в котором используется следующая реакция (рис. 6.15):



Лазер состоит из камеры, в которой с помощью дугового разряда происходят разогрев молекулярного азота, второй камеры, где происходят смешивание разогретого до температуры  $2500^\circ C$  азота с гексафторидом серы и диссоциация последнего в результате передачи тепловой энергии от азота, сопровождающаяся образованием атомарного фтора. Полученная смесь продувается через сопло со сверхзвуковой скоростью. На выходе соплового блока в поток добавляют молекулярный водород, что ведет к иницированию реакции, сопровождающейся появлением возбужденных молекул фтористого водорода  $HF^*$ . Возбуждение моле-

кул фтористого водорода обусловлено экзотермическим характером протекающей реакции, в ходе которой выделяется энергия, равная 134,4 Дж/моль.

Процесс смешения реагентов в химическом лазере непрерывного действия — это и особенность, которую необходимо учитывать при анализе характеристик такого лазера, и важная проблема.

Наиболее перспективны лазерохимические системы с цепной накачивающей реакцией в смесях  $H_2 (D_2) + F_2$  и  $D_2 + F_2 + CO_2$ .

В лазерах со сверхзвуковым истечением продуктов реакции на колебательно-возбужденных молекулах  $HF$  ( $\lambda = 2,7$  мкм) или  $DF$  ( $\lambda = 3,6$  мкм) достигаются мощности в непрерывном режиме 1—10 кВт при химическом КПД до 10%. Излучение лазера на  $HF$  на длине волны 2,7 мкм сильно поглощается в атмосфере парами волны, и поэтому основное внимание уделяется лазерам на молекуле  $DF$ , хотя в этом случае и требуется более дорогой дейтерий. Энергосъем в химических лазерах достигает 100 джоулей с одного литра.

Достоинствами химических лазеров являются высокий КПД (10—15%) и высокое значение энергии, снимаемой с единицы объема. Кроме того, для лазеров без инициирования химических реакций не требуются громоздкие источники питания, как это имеет место в твердотельных, газовых и жидкостных лазерах. Недостаток химических лазеров заключается в токсичности большинства используемых веществ.

Применение химических лазеров в технологии тесно связано с будущим энергетики. В настоящее время изучаются преимущества преобразования ядерной энергии сначала в химическую, а затем в другие ее виды. И химический лазер в этом случае является наиболее естественным устройством в цикле ядерная энергия — химическая энергия — когерентное излучение.

#### 6.9. ЛАЗЕРЫ

##### НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

К лазерам на самоограниченных переходах относят лазеры, работающие на самоограниченных переходах в атомах паров металлов и химических элементов (на парах меди, марганца, бария и пр.), и лазеры на самоограниченных переходах молекул (молекулярный азот и молекулярный водород). Несмотря на различие в конструктивном исполнении и используемых видах переходов эти лазеры имеют аналогичный механизм создания инверсии, который и способствовал выделению их в отдельную группу. В отличие от непрерывных лазеров инверсия в этой группе лазеров образуется лишь на короткое время на переходе с первого резонансно-возбуждаемого электронным ударом уровня на метастабильный за счет разницы в скорости заселения этих уровней в начальные моменты возбуждения разряда.

Поскольку нижний лазерный уровень в данном случае метастабильный и скорость его распада обычно мала, населенность



на этом уровне постепенно увеличивается и инверсия пропадает, т. е. она существует ограниченное время. Длительность существования инверсии имеет порядок времени жизни верхнего рабочего уровня. В связи с этим лазеры на таких переходах с нераспадающимся нижним уровнем называются лазерами на самоограниченных переходах, поскольку длительность генерации ограничена свойствами рабочих уровней. Возбудить эти линии можно импульсной накачкой при условии, что возбуждающий импульс короче времени жизни верхнего лазерного уровня.

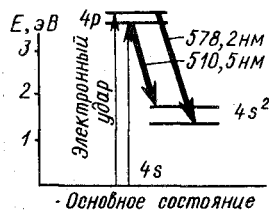


Рис. 6.16. Схема рабочих уровней лазера на парах меди

Рассмотрим более подробно два типичных представителя этой группы лазеров, получивших наибольшее распространение: лазер на парах меди и лазер на молекулярном азоте.

Лазер на парах меди имеет ряд положительных свойств, что и способствовало его широкому применению: высокий КПД в видимой области спектра (квантовый выход до 50%, практический КПД — единицы процентов), высокую импульсную мощность — до сотен киловатт, среднюю мощность — до сотен ватт, частоту повторения — до десятков килогерц. Достоинством этих лазеров является и чрезвычайно высокое усиление (до 1000 дБ/м).

Схема рабочих переходов медного лазера представлена на рис. 6.16. Два верхних лазерных уровня конфигурации  $4p$  принадлежат резонансным переходам, которые эффективно возбуждаются электронами в разряде. Время жизни этих переходов примерно  $5 \cdot 10^{-7}$  с. Генерация наблюдается на двух переходах с этих уровней на уровни  $4s^2$ , являющиеся метастабильными, время жизни которых определяется соударениями (около  $10^{-6}$  с). Этим переходам соответствуют две длины волны генерации. В обычных условиях мощность генерации на зеленой линии ( $\lambda = 510,5$  нм) намного больше, чем на желтой ( $\lambda = 578,2$  нм). КПД лазера на самоограниченных переходах равен

$$\eta = \eta_n \frac{h\nu_{nm}}{E_n} \frac{g_m}{g_m + g_n},$$

где  $g_n$  и  $g_m$  — статистические веса верхнего и нижнего лазерного уровней;  $h\nu_{nm}$  — энергия кванта лазерного перехода;  $E_n$  — энергия верхнего уровня;  $\eta_n$  — доля энергии, затрачиваемой на заселение верхнего лазерного уровня. Множитель  $g_m/(g_m + g_n) \approx 1$ , отношение  $h\nu_{nm}/E_n \approx 0,5 \div 0,7$ ,  $\eta_n \approx 0,5$ , что на практике позволяет достигать КПД около 10%.

Одна из уникальных особенностей этих лазеров — чрезвычайно высокий коэффициент усиления, обуславливающий работу в режиме сверхсветимости, т. е. без резонатора. Эта особенность дает возможность использовать их в качестве когерентных усилителей света, способных на несколько порядков усиливать яркость

световых пучков, несущих изображение. Это свойство было использовано при осуществлении лазерных проекционных микроскопов, позволяющих получать усиление по яркости изображения микрообъектов с большим увеличением и на больших экранах.

Но чрезвычайно высокое усиление и малая длительность существования инверсии создают определенные трудности при разработке лазеров с хорошей направленностью излучения. Особенность свертлюминесценции, наблюдаемой при очень высоких коэффициентах усиления, заключается в том, что вынужденное излучение возникает в процессе усиления лазерной средой собственного спонтанного излучения в отсутствии обратной связи (оптического резонатора). Это приводит к значительному увеличению расходимости и более широкой полосе излучаемых частот. Уменьшить расходимость излучения возможно при использовании неустойчивых резонаторов с большими значениями увеличения, что позволяет получить расходимость, близкую к дифракционной.

Практические трудности, возникающие при создании лазеров на переходах меди, — это высокие рабочие температуры, достигающие  $1600^\circ\text{C}$ , и исключительно крутые фронты возбуждающих импульсов тока (скорость нарастания  $10^{10}$  А/с и выше). Конструктивно активный элемент представляет собой трубку из высокотемпературной керамики на основе алюминия, окиси бериллия и подобных материалов. Внутренний диаметр трубки от 10 до 60 мм, длина до 1 м. Медь в виде колечек или отрезков проволоки размещают на внутренней поверхности разрядной трубки. Трубку излучателя устанавливают в излучатель, аналогичный излучателям аргоновых лазеров.

Схемы питания медных лазеров достаточно сложны и громоздки. Они должны вырабатывать крутые короткие импульсы ( $10^{-7}$  с). Параметры трубки и разрядного контура подбирают так, чтобы установившаяся температура внутренней трубки составляла  $1600^\circ\text{C}$ , что соответствует давлению насыщенных паров меди примерно 100 Па. Такой режим работы называют саморазогревным. Он имеет следующие основные параметры и выходные характеристики: ток в импульсе 200—400 А, падение напряжения на разрядном промежутке 8—16 кВ, длительность импульса тока 200—300 мкс, длительность фронта импульса 30—100 нс, импульсная мощность излучения — до 800 кВт, длительность импульса излучения — 10—20 нс, частота повторения — до 20 кГц, средняя мощность излучения — до 50 Вт.

Отличительной особенностью азотного лазера является использование электронных переходов молекулы. Он генерирует на длине волны  $\lambda = 337$  нм и является одним из наиболее мощных источников импульсного когерентного излучения в ближней УФ области. Механизм создания инверсии связан с электронным переходом молекулы азота из основного состояния на верхнюю потенциальную кривую, обозначаемую  $\text{C}^3\Pi$  (рис. 6.17). Воз-

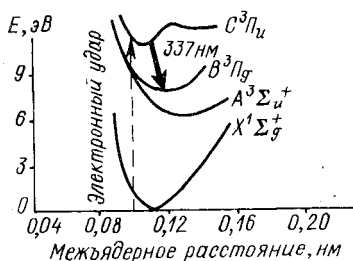


Рис. 6.17. Схема рабочих уровней молекулы азота

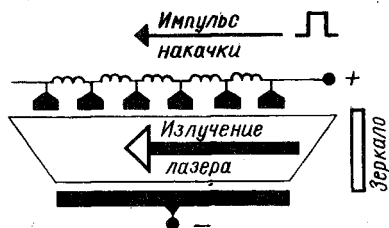


Рис. 6.18. Схема устройства азотного лазера

бужденные молекулы, колеблясь вдоль горизонтальных прямых, могут переходить на нижнюю потенциальную кривую, обозначаемую  $B^3\Pi_g$ . Для простоты на схеме энергетических уровней молекулы азота  $N_2$  для каждого электронного состояния показан только один нижний колебательный уровень ( $v = 0$ ). Время жизни верхнего состояния примерно 40 нс, нижнего состояния — 10 мкс, что соответствует самоограниченному переходу. Следовательно, инверсия может быть получена только на фронте импульса в течение интервала времени порядка 10 нс. Релаксация метастабильных нижних уровней происходит путем соударений молекул со стенками, и этот процесс ограничивает предельную частоту генерации. Для увеличения частоты следования импульсов необходимо осуществлять быструю прокачку газа.

При создании инверсии в азотных лазерах используется как продольная, так и поперечная накачка. Разрядная трубка лазера с продольной накачкой представляет собой стеклянную трубку с коаксиально расположенными вблизи торцов электродами. Это способствует снижению паразитной индуктивности разрядного контура. Внутренний диаметр трубки 1—5 мм, что связано с механизмом разрушения нижнего лазерного уровня, аналогичным механизму разрушения, происходящим в гелий-неоновом лазере.

Основное преимущество поперечной накачки перед продольной — это возможность использования сравнительно невысоких напряжений (20 кВ). Кроме того, при поперечной накачке сопротивление плазмы и ее индуктивность могут быть значительно снижены по сравнению с продольной, что также способствует увеличению эффективности использования подводимой мощности. Поскольку время существования инверсии всего несколько наносекунд, а свет за это время проходит путь менее одного метра, для повышения эффективности лазера необходимо обеспечивать синхронное распространение светового и электрического импульсов, что при поперечной накачке решается путем использования специальных электрических схем (рис. 6.18). В этом случае отпадает необходимость в применении зеркал — весь процесс генерации развивается за один проход.

Очень высокий коэффициент усиления и малая длительность импульса при практическом применении создают те же трудности, что и в медном лазере. Импульсная мощность азотных лазеров достигает 100 МВт, длительность импульса 1—10 нс, частота повторения импульсов — до 1 кГц, средняя мощность — до нескольких сотен милливатт при КПД до единиц процентов. Азотные лазеры серийно выпускаются промышленностью, и одно из основных применений — технологические установки для размерной обработки изделий.

#### 6.10. ЛАЗЕРЫ НА ЭКСИМЕРАХ

Эксимерные лазеры появились сравнительно недавно (действующие лабораторные образцы были созданы в начале 1970-х годов), но их разработка ознаменовала собой существенный поворот в развитии когерентных источников излучения.

Излучение в лазерах этого класса возникает на переходах между двумя термами молекулы, нижний из которых является отталкивательным и составлен обычно из атомов в основном состоянии. Верхний терм лазерного перехода имеет потенциальный минимум. Такие молекулы, существующие только в возбужденном состоянии, носят название эксимерных, это и дало название лазерам данного класса.

Интерес к этим лазерам вызван тем, что с их помощью может быть получено мощное импульсное когерентное излучение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, причем средняя мощность излучения эксимерных лазеров может достигать сотен ватт, а КПД преобразования в излучение введенной в активную среду энергии превышает несколько процентов.

На разных типах эксимерных молекул получают лазерное излучение от области вакуумного ультрафиолета ( $\lambda = 0,126$  мкм, лазер на  $\text{Ar}_2$ ) до зеленой области спектра ( $\lambda = 558$  нм, на  $\text{KrO}$ ). Полосы люминесценции эксимерных молекул однородно уширены, что позволяет получать плавную перестройку частоты излучения.

Эксимерные лазеры работают по четырехуровневой схеме на связанно-свободных переходах молекул.

Существующие эксимерные лазеры можно разделить на три группы: лазеры на димерах инертных газов; лазеры на моногаллоидах инертных газов; лазеры на оксидах инертных газов. Разрабатываются лазеры на соединениях паров металлов с инертными газами ( $\text{HgXe}$ ,  $\text{TiXe}$  и т. д.), а также на смеси паров металлов ( $\text{NaHg}$ ,  $\text{GdHg}$  и т. п.).

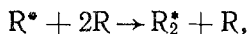
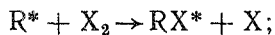
Рассмотрим кривые потенциальной энергии для основного и возбужденного состояний эксимерной молекулы (рис. 6.19). Основное состояние таких молекул соответствует взаимному отталкиванию атомов, и, следовательно, молекул в этом состоянии не существует. Но поскольку кривая потенциальной энергии возбужденного состояния имеет минимум, то в возбужденном состоянии молекула существует. Таким образом, генерация может быть

получена между верхним (связанным) и нижним (несвязанным) состояниями. Отталкивательный характер нижнего терма обуславливает его эффективное опустошение (незаселенность нижнего уровня) и отсутствие поглощения лазерного излучения активной средой, а расположение нижнего терма вблизи основного электронного состояния приводит к весьма высоким (свыше 0,9) значениям квантового КПД, определяемого как отношение энергии лазерного кванта к энергии верхнего лазерного уровня.

В результате процессов, происходящих в возбужденном газе, образуется эксимерная молекула в электронно-возбужденном состоянии на некотором колебательном уровне. Линия излучения такой молекулы относительно широка. В частности, в этом случае, когда возбужденная молекула образуется в основном колебательном состоянии, ширина линии испускания определяется наклоном нижнего электронного терма и по порядку величины составляет  $\hbar\Delta\omega \sim U^1(R_0) a$ , где  $U^1(R_0)$  — производная от потенциала взаимодействия атомов на нижней потенциальной кривой в точке, соответствующей минимуму верхнего электронного состояния;  $a$  — амплитуда колебания ядер в верхнем состоянии. Поскольку  $U^1(R_0) \approx 1 \div 10$  эВ/нм, а амплитуда колебаний ядер  $a \sim \sqrt{m/Ma_0} \sim 10^{-2}$  нм, получим, что  $\hbar\Delta\omega \sim (10^{-2} \div 10^{-1})$  эВ. Так как  $\hbar\omega \approx 5$  эВ, относительная ширина линии излучения  $\Delta\omega/\omega \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ , что на несколько порядков превышает значение этой величины для других типов лазеров и обуславливает возможность непрерывной перестройки частоты генерации в широкой области спектра. Физически это объясняется отсутствием четко выраженных вращательно-колебательных состояний нижнего терма ввиду его отталкивательного характера.

В эксимерных лазерах используются двухатомные эксимерные молекулы — короткоживущие соединения атомов инертных газов друг с другом, с галогенами или с кислородом. Активная среда эксимерных лазеров состоит из инертного газа при атмосферном или большем давлении (до 10 и более атмосфер) с возможными малыми добавками галогеносодержащих молекул.

Эксимерные молекулы образуются в результате протекания следующих процессов:



где  $R$  — атом инертного газа;  $X$  — молекула галогена (звездочка означает электронно-возбужденное состояние).

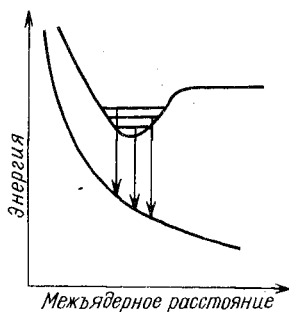


Рис. 6.19. Схема энергетических уровней эксимерного лазера

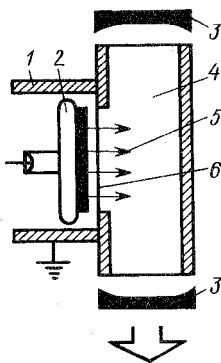


Рис. 6.20. Схема лазера с накачкой релятивистским электронным пучком:

1 — вакуумная камера; 2 — катод электронной пушки; 3 — зеркала резонатора; 4 — лазерная камера с газом при высоком давлении; 5 — электронный пучок; 6 — окно, закрытое фольгой

Пороговые значения инверсии для эксимерных лазеров весьма велики. Это обусловлено коротковолновым диапазоном их излучения, а также широкой линией усиления активной среды. Выражение для коэффициента усиления в случае, когда в нижнем состоянии перехода молекулы отсутствуют, имеет вид

$$\kappa = \frac{\lambda^2 A_{21}}{8\pi \Delta\nu} N_B,$$

где  $N_B$  — плотность молекул в верхнем состоянии;  $\Delta\nu$  — ширина линии усиления;  $A_{21}$  — вероятность спонтанного излучения для перехода;  $\lambda$  — длина волны. Для эксимерных лазеров  $A_{21} \approx 10^7 \div 10^8 \text{ с}^{-1}$ ;  $\lambda \approx (2 \div 3) 10^{-6} \text{ см}$ , поэтому, задавшись пороговым значением усиления  $\kappa \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ , получим, что для осуществления генерации требуется достаточно высокая концентрация эксимерных молекул  $N_B \approx 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Для создания подобной плотности возбужденных молекул необходимо обеспечить значение плотности энергии накачки  $\rho_n \approx 10^{-2} \text{ Дж/см}^3$  за время, равное  $10^{-8} \text{—} 10^{-7} \text{ с}$ , что может быть достигнуто при пропускании

через газ высокоинтенсивного пучка быстрых электронов или мощного импульсного разряда. В недалеком будущем важную роль, возможно, будет играть третий источник накачки — прямое возбуждение от источника ядерного излучения. Для прямой накачки ядерным излучением используют интенсивный поток нейтронов. Нейтроны, взаимодействуя с ядрами атомов газа в самом лазере, создают высокоэнергетические заряженные частицы. Полученные в результате ядерных реакций частицы с высокой энергией ионизуют и возбуждают лазерную среду точно так же, как это делают электроны.

На рис. 6.20 представлена схема лазера с накачкой релятивистским электронным пучком. Электронная пушка состоит из высоковольтного импульсного источника питания, вакуумного диода, который формирует пучок, и окна, через которое электроны попадают в лазер. При этом возникает затруднение со вводом пучка в межэлектродное пространство, где создается затем основной разряд, приводящий к инверсии. Это вызвано тем, что электронные пучки создаются в камерах, где давление не превышает  $10^{-3} \text{ Па}$ , а в межэлектродном пространстве лазера давление выше атмосферного. Ввод пучка осуществляется через тонкую металлическую фольгу, разделяющую камеры высокого и низкого давления. Плотность тока в электронном пучке обычно составляет  $5 \text{—} 500 \text{ А/см}^2$  при общем токе  $5 \text{—} 50 \text{ кА}$ , а длительность импульса лежит в пределах от  $50 \text{ нс}$  до  $1 \text{ мкс}$ . Электроны электронного пучка,

проходя через активную среду лазера, рассеиваются на ядрах и электронах газа, передают им свою энергию и создают возбужденные атомы и вторичные электроны. Далее ионизация и возбуждение газа осуществляются уже вторичными, более медленными электронами. Образуются возбужденные молекулы в различных колебательных состояниях. В результате столкновений с нейтральными атомами происходит колебательная релаксация, стабилизирующая молекулы на нижних колебательных уровнях. Затем, получив квант света, молекула распадается на два нейтральных атома.

По сравнению с электронным пучком электрический разряд обеспечивает более высокие значения КПД накачки и средней мощности. Получение более высокого КПД в электроразрядных лазерах связано с тем, что можно с высокой точностью управлять условиями разряда и тем самым с большой эффективностью осуществлять прямую накачку метастабильных уровней инертных газов электронным ударом. Более высокая средняя мощность обусловлена отсутствием или уменьшением таких отрицательных факторов, как нагрев фольги и пинчевание (самосжатие) пучка. Электрический разряд предпочтительно использовать в лазерах небольших размеров. Но накачка интенсивным релятивистским электронным пучком — относительно более простой метод, обеспечивающий очень высокую плотность мощности накачки, что позволяет получить более высокие выходные мощности, хотя аппаратура для получения электронных пучков громоздка и сложна в эксплуатации.

Наряду с возбуждением электронным пучком и электрическим разрядом в последнее время получил развитие оптический метод накачки эксимерных лазеров. Преимуществом этого метода является отсутствие наведенных потерь в активной среде лазера, обусловленных поглощением излучения, образующимися под действием электронов, молекулярными ионами благородного газа. Для оптической накачки используют эксимерное излучение, возбуждаемое электронным пучком, а также тепловые источники света типа импульсных кварцевых ламп и открытого сильноточного разряда.

К настоящему времени запущено свыше десятка различных типов эксимерных лазеров как с накачкой электронным пучком, так и с оптической и электронной накачкой. Эти лазеры дают излучение в диапазоне 120—1000 нм. Существенным достоинством эксимерных лазеров является возможность перестройки частоты генерации в широкой области спектра. Наибольшие достигнутые энергии и средняя мощность излучения в режиме повторяющихся импульсов в настоящее время получены в УФ-диапазоне на галогенидах инертных газов и составляют 350 Дж и 100 Вт при КПД соответственно 10 и 1%. С помощью эксимерного лазера на  $KrF$  получена удельная энергия в импульсе излучения 40 Дж/л при КПД 10%. Ожидается получение в ближайшее время энергии излучения до 1 кДж.

Одним из перспективных применений эксимерных лазеров является оптическая накачка другой лазерной среды, причем существенным моментом является возможность в некоторой степени управления по частоте. Рентгеновские когерентные источники излучения найдут главным образом применение в диагностике очень плотной плазмы, микропроцессорах, биохимических и генетических исследованиях. Источники такого типа будут применяться в рентгеновской голографии, производстве компонент для микроэлектроники. Использование эксимерных лазеров позволит также в значительной степени снизить стоимость разделения изотопов урана.

Помимо перечисленных выше приложений эксимерные лазеры, по-видимому, будут использованы для очистки материалов, в химической диагностике и химическом синтезе, при осуществлении связи и в различных научных исследованиях.

### 6.11. ВОЛНОВОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Особое место среди электроразрядных газовых лазеров высокого давления занимают волноводные лазеры. Первые волноводные лазеры были созданы в начале 1970-х годов. В настоящее время в волноводных лазерах с различными активными средами получена генерация в диапазоне от УФ до далекой ИК-области.

В лазерах этого типа диэлектрические боковые стенки, ограничивающие активную область, не только служат для отделения рабочей газовой смеси от внешней атмосферы, но и создают волноводную структуру, вдоль которой распространяется генерируемое излучение. Волноводный режим распространения для  $\lambda = 0,1 \div 10$  мкм эффективно реализуется лишь в узких каналах с поперечными размерами не больше нескольких миллиметров. Поэтому в оптимуме рабочее давление в волноводных лазерах в соответствии с законом подобия существенно превышает уровень, обычный для непрерывных газоразрядных лазеров на таких же активных средах, и достигает, например в волноводных лазерах на  $\text{CO}_2$  с непрерывным возбуждением, десятков паскалей. С ростом концентрации активных частиц при переходе к волноводной схеме возрастают удельный энергопотребление и удельная мощность излучения, что позволяет сохранить те же значения средней выходной мощности, что и в обычных газоразрядных лазерах, несмотря на существенную разницу в диаметрах активной области.

Волноводная геометрия резонатора лазера обладает рядом преимуществ, основные из которых: 1) высокая степень совпадения оптического объема с объемом области возбуждения; 2) увеличение диапазона плавной перестройки частоты излучения в результате ударного уширения полосы усиления; 3) простота управления модовой структурой излучения (обусловлена уникальными особенностями волноводного резонатора); 4) малые размеры активной области.



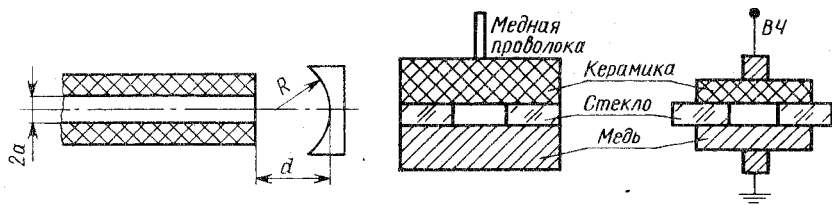


Рис. 6.21. Схема волноводного лазера

Рис. 6.22. Примеры конструкций волноводного канала лазеров с поперечным возбуждением

Главной особенностью волноводного резонатора, отличающей его от открытых оптических резонаторов, является наличие в нем двух областей с существенно различными режимами распространения излучения: собственно волновода и свободного пространства между торцами волновода и зеркалами. При помещении волновода внутрь открытого резонатора, образованного парой зеркал с поперечными размерами, существенно превышающими сечение волновода, моды с малыми потерями формируются практически лишь в трех конфигурациях (рис. 6.21): I — зеркала с большими радиусами кривизны расположены вблизи торцов волновода; II — зеркала с большими радиусами кривизны  $R$  расположены на расстояниях  $D$  от торцов волновода; III — зеркала расположены на расстояниях  $R/2$  от торцов волновода. В случае III мода  $EH_{11}$  оказывается доминирующей, и настройкой волновода легко осуществить ее селекцию; в случае I и II селективность резонатора гораздо меньше.

Число Френеля для волноводных резонаторов  $a^2/(\lambda L) \ll 1$ , структура излучения в дальнем поле и соответственно расходимость пучка волноводного лазера при работе в режиме III очень близки к соответствующим параметрам для обычного лазера, генерирующего на моде  $TEM_{00}$ .

В настоящее время наибольшее распространение получили молекулярные волноводные лазеры, и особенно на основе  $CO_2$ . Компактность, низкие рабочие напряжения и хорошие эксплуатационные характеристики обеспечили возможность широкого применения волноводных лазеров на  $CO_2$  в различных областях науки и техники.

Первые волноводные лазеры возбуждались продольным рядом постоянного тока; активным элементом служил узкий круглый капилляр, заполненный активной средой; электроды размещались вблизи торцов капилляра. Впоследствии были разработаны волноводные лазеры с поперечной по отношению к оптической оси накачкой импульсным электрическим разрядом, и этот тип конструкции вскоре стал основным при разработке волноводных лазеров на  $CO_2$  высокого давления с большим удельным энергоусвоением. Переход к поперечному возбуждению позволил

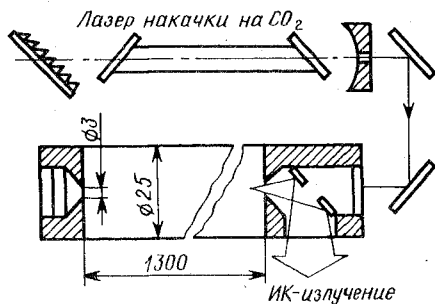


Рис. 6.23. Схема лазера дальнего ИК-диапазона

Типичная конструкция (рис. 6.22) волноводного лазера на  $\text{CO}_2$  включает волновод из материала, обладающего высокой теплопроводностью, низким коэффициентом температурного расширения, высоким коэффициентом отражения и технологичностью обработки (высококачественное полирование). В качестве материалов используются окись бериллия ( $\text{BeO}$ ), окись алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), кварц, стекло, нитрид бора ( $\text{BN}$ ). Мощность излучения зависит от чистоты внутренней поверхности волновода, его шероховатости и степени прямолинейности. Волноводы имеют круглое или прямоугольное сечение, размеры последних составляют от  $1 \times 1$  до  $2,5 \times 2,5$  мм. Применение волновода прямоугольного сечения в основном вызвано технологическими трудностями полирования внутренней поверхности волноводного канала круглого сечения. Использование различных конструкций разрядного канала, схем и режимов возбуждения позволило создать волноводные лазеры на  $\text{CO}_2$ , работающие в широком диапазоне значений импульсных и средних мощностей излучения. Продемонстрирована работа в импульсно-периодическом режиме с длительностью отдельного импульса излучения от десятков микросекунд до единиц наносекунд при частотах повторения импульсов до 10 кГц; получена средняя мощность излучения в отпаянных лазерах до нескольких ватт при КПД до 9% при погонной мощности излучения 40 Вт/м, а в лазерах с прокачкой газа средняя мощность достигала 40 Вт и погонная мощность — 50 Вт/м.

Масса отпаянного волноводного лазера на  $\text{CO}_2$  со средней мощностью излучения 2 Вт составляет всего 125 г (длина прибора 20 см, наибольший поперечный размер 26 мм). Срок службы таких лазеров достигает 5000 ч, а срок хранения в рабочем состоянии — до 4 лет.

Хотя основной объем исследовательских и опытно-конструкторских работ был выполнен в применении к активной среде на основе  $\text{CO}_2$ , большое внимание уделялось и возможности расширения спектрального диапазона, в котором работают волноводные лазеры, за счет использования других активных сред. Так, был

уменьшить напряжение питания, создать более компактные устройства и добиться высокой стабильности их работы.

Для достижения высокой средней мощности излучения в волноводных лазерах на  $\text{CO}_2$  осуществляется прокачка газа через разрядный промежуток. Для обеспечения устойчивого объемного разряда при поперечном возбуждении необходимо использовать продольную прокачку.

разработан лазер далекого ИК-диапазона с оптической накачкой (рис. 6.23). В этом случае в качестве волноводов использовались уже металлические трубы с диаметром десятки миллиметров и длиной более метра. Накачка осуществлялась с помощью лазера на  $\text{CO}_2$ . Как уже отмечалось, такие лазеры наиболее перспективны для спектральных исследований.

На основе лазера на  $\text{CO}_2$  созданы лазерные локации и дальномеры, промышленные установки для прецизионной резки и сверления пластика и картона, микропайки металлических деталей, приборы для измерения загрязненности атмосферы. Кроме того, они используются для исследования кинетики возбуждения генерации электроразрядного лазера на  $\text{CO}_2$  высокого давления.

В настоящее время волноводные лазеры бурно развиваются: совершенствуются их конструкции, оптимизируются параметры, расширяется набор активных сред, увеличивается область применения.

#### 6.12. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ИЗЛУЧЕНИЕМ В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ИК-ОБЛАСТИ

Существующие генераторы когерентного излучения работают в широкой спектральной области, начиная с вакуумного ультрафиолета и кончая радиодиапазоном. Генерация получена на нескольких тысячах переходов различных веществ с длинами волн до 2000 мкм.

Созданные генераторы излучения дальнего ИК-диапазона могут использоваться для физических исследований газов (вращательных спектров молекул; спектров, соответствующих внутреннему вращению радикалов в сложных молекулах и т. д.), жидкостей, твердых тел (спектров полупроводников, полимерных комплексов и т. д.), плазмы (диагностики плазмы больших установок для термоядерных процессов).

Успешно применяются такие генераторы и для моделирования устройств, работающих в СВЧ-диапазоне. Получены изображения предметов при освещении их лучами дальнего ИК-диапазона.

Мощные импульсные генераторы излучения среднего ИК-диапазона ( $\lambda = 2,5 \div 50$  мкм) успешно используются для многофотонной бесстолкновительной диссоциации некоторых химических соединений в газовой фазе. В некоторых случаях малая ширина линии излучения генератора и хорошее совпадение частот излучения генератора и поглощения облучаемого вещества позволили осуществить селективную диссоциацию молекул, содержащих определенный изотоп одного из элементов.

Мощность известных на сегодняшний день непрерывных лазеров в дальнем ИК- и субмиллиметровом диапазонах длин волн обычно не превышает нескольких милливатт, а импульсных лазеров — мегаватт при энергии излучения, меньшей 1 мДж.

Для возбуждения генерации молекулярных длинноволновых лазеров прибегают в основном к электрическому разряду и опти-

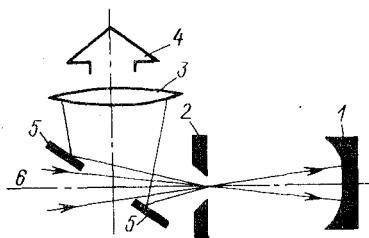


Рис. 6.24. Оптическая схема лазера дальнего ИК-диапазона:

1 — глухое сферическое зеркало; 2 — плоское зеркало с отверстиями; 3 — оконная линза; 4 — излучение дальнего ИК-диапазона; 5 — разделитель пучков; 6 — излучение накачки

ческой накачке, но могут быть использованы и нелинейно-оптические процессы: выделение волны с разностной частотой при взаимодействии двух монохроматических электромагнитных волн различной частоты, посылаемых в образец (кристалл, кювету с газом) внешним источником; параметрическое преобразование частоты в нелинейной среде, снабженной резонатором; вынужденное комбинационное рассеяние (ВРМБ). Но возможны и другие способы возбуждения газовой среды: химические, газодинамические, неравновесной конденсации, перенасы-

щенного пара, фотолиз газовой смеси.

Рассмотрим более подробно газовые лазеры с оптической накачкой и электроразрядные, так как в настоящее время они нашли наибольшее применение. Оптически накачиваемые лазеры дальнего ИК-диапазона обычно работают при давлениях от 1 Па до сотен паскалей. Увеличению рабочего давления (для достижения большой мощности) препятствуют два обстоятельства. Во-первых, это столкновительная релаксация верхнего уровня или, что то же самое, быстрое установление равновесного распределения населенности вращательных уровней. Во-вторых, это самопоглощение генерируемого излучения вращательной структуры основного колебательного состояния, которая имеет больцмановское распределение населенностей.

Схемы экспериментальных установок, в которых наблюдается генерация излучения при оптической накачке газа, весьма разнообразны. Устройство для генерации излучения дальнего ИК-диапазона при оптической накачке обычно состоит из метровой камеры. Зеркала резонатора чаще всего вставляются внутрь камеры для устранения поглощения генерируемого излучения в атмосфере. Связь резонатора с излучением накачки осуществляется через отверстие в одном из зеркал (рис. 6.24). Через это же отверстие генерируемое излучение, направленное рупором, выводится из резонатора. Существование одного отверстия связи для излучения накачки и дальнего ИК-диапазона затрудняет оптимизацию связи. Но если для связи резонатора с генерируемым излучением используется зеркало, полностью отражающее излучение накачки и частично пропускающее излучение дальнего ИК-диапазона, возможности оптимизации расширяются. Связь резонатора с излучением накачки, как и прежде, осуществляется через малое отверстие в металлическом зеркале.

При накачке газа излучением мощного импульсного ТЕА лазера на  $\text{CO}_2$ , когда частота поглощающего перехода в газе доста-

точно близка к частоте накачки, оказывается возможным режим так называемого сверхизлучения.

Для лазеров непрерывного действия с оптической накачкой известную трудность представляет недостаточная скорость расселения нижнего лазерного уровня. Так как дезактивация частиц, находящихся на нижнем лазерном уровне, происходит на стенках (в результате диффузии), то диаметр трубки, в которой заключена активная среда, должен быть малым. Следствием этого явилось использование «волноводного» резонатора для излучения дальнего ИК-диапазона. Такой лазер может работать при повышенных давлениях рабочего газа. Другим способом увеличения скорости расселения нижнего лазерного уровня является выбор подходящего буферного газа и его количества в смеси.

Бурное развитие лазеров с оптической накачкой объясняется рядом их преимуществ по сравнению с электроразрядными. В процессе оптической накачки молекулы возбуждаются лучом ИК-лазера на определенном вращательном уровне нижнего колебательного состояния. Так как тепловая населенность верхнего колебательного состояния очень мала, легко возникает инверсная населенность. Создать инверсную населенность в многоатомной молекуле с помощью электрического разряда значительно труднее из-за близости вращательных уровней (расстояния между ними обычно много меньше значения  $kT$ ). Конечно, нужно иметь хорошее совпадение для линий накачки и поглощения данной молекулы. Однако имеется много ИК-лазеров и много линий поглощения для каждой молекулы, поэтому вероятность резонанса весьма велика. В этом случае эффективность использования энергии значительно выше, чем при электроразрядном методе. К преимуществам оптической накачки следует отнести также отсутствие различных флуктуаций, вызванных разрядом, теплового дрейфа и молекулярной диссоциации, высокую стабильность источника накачки, большую компактность и некоторые другие.

В настоящее время получена генерация в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах при оптическом возбуждении многих веществ. Но наибольшие коэффициенты усиления и высокие мощности в широком диапазоне излучения достигнуты в лазерах на молекулах  $\text{CH}_3\text{F}$ ;  $\text{CH}_3\text{OH}$ ;  $\text{HCOOH}$ ;  $\text{NH}_3$ ;  $\text{D}_2\text{O}$ .

Следует отметить, что низкие рабочие давления (1—100 Па) и маленький квант излучения не позволяют ожидать получения больших выходных энергий даже в самом оптимальном случае.

При возбуждении электрическим разрядом генерация в дальнем ИК-диапазоне может быть получена на переходах в нейтральных атомах и на переходах в молекулах. Для получения генерации на переходах в нейтральных атомах используются газы Ne, He и Xe. Но наибольший практический интерес представляет генерация в молекулярных газах при их возбуждении электрическим разрядом. Генерация получена в  $\text{HCN}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{OCS}$ ,  $\text{NH}_3$  в диапазоне  $\lambda \approx 30 \div 2000$  мкм. Неясность в механизме образования

инверсии, требование малых давлений для ее существования препятствуют получению мощной лазерной генерации. Малыми рабочими давлениями при небольших эффективностях накачки вызвана также необходимость использования многометровых разрядных трубок, что усложняет работу подобных лазеров. В импульсном режиме максимальная пиковая мощность  $P \approx 5$  кВт ( $\tau = 1$  мкс,  $\lambda = 28$  мм) была получена при возбуждении паров воды ( $p \approx 133$  Па) в трубке с длиной 3,9 м, диаметром 7,5 см. В непрерывном режиме при возбуждении электрическим разрядом мощность длинноволнового излучения обычно меньше нескольких милливатт. Исключение представляют данные о мощности излучения в десятки и даже сотни милливатт, достигнутой при непрерывной генерации на отдельных линиях HCN, H<sub>2</sub>O и D<sub>2</sub>O. Максимальная мощность  $P \approx 600$  мВт на  $\lambda = 337$  мкм в HCN при токе разряда 1,2 А в охлаждаемой водой разрядной трубке длиной 6,5 м и диаметром 10 см.

Наиболее перспективными среди источников излучения длинноволнового ИК-излучения представляются лазеры с оптической накачкой и генераторы на резонансном вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР), допускающие при высокой эффективности непрерывную перестройку.

Кроме областей физических исследований излучение дальнего ИК-диапазона может найти применение в молекулярной биологии — при исследовании движений крупных молекул, мембран и более сложных структур. Одним из возможных технических приложений дальнего ИК-излучения может быть получение изображений предметов, скрытых от прямого наблюдения (неразрушающий контроль в промышленности, медицине и т. п.).

Жидкие среды широко используются в качестве активного вещества лазеров. Отличительной особенностью отдельных жидкостей является то, что они имеют широкую линию рабочего перехода. Это обстоятельство позволяет с помощью оптических диспергирующих элементов осуществлять перестройку длины волны излучения в пределах линии рабочего перехода. Подбором матрицы жидких активных элементов, число которых в настоящее время исчисляется десятками, возможно получение излучения лазера в широком спектральном интервале от УФ-лучей ( $\lambda = 0,34$  мкм) до ближнего ИК-диапазона ( $\lambda = 1,175$  мкм) с полосой плавной перестройки в пределах до 100 нм, а иногда и более. Жидкостные лазеры имеют высокую эффективность излучения, составляющую несколько процентов и превышающую эффективность твердотельных лазеров.

#### 7.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ И ОСОБЕННОСТИ ЖИДКОСТНЫХ ЛАЗЕРОВ

В качестве активной среды, представляющей собой квантовую систему, в жидкостных лазерах используются неорганические жидкости и растворы органических красителей. По виду оптической накачки жидкостные лазеры бывают с ламповой или лазерной накачкой. Посредством оптической накачки в квантовой системе создается инверсия населенности, минимальное значение которой, необходимое для работы лазера, может быть определено по формуле

$$\Delta N_{\min} = K \Delta \lambda \tau / (t_p), \quad (7.1)$$

где  $K$  — постоянная величина;  $\Delta \lambda$  — ширина линии спонтанного излучения;  $\tau$  — время жизни рассматриваемого перехода;  $t_p$  — время затухания энергии в оптическом резонаторе (постоянная резонатора). Числитель выражения (7.1) характеризует квантовую систему, знаменатель — оптический резонатор, у которого потери должны быть сведены к минимуму для получения большого значения величины  $t_p$ . Из множества активных жидких сред необходимо выбрать такие, которые имеют высокий квантовый выход люминесценции, небольшую ширину линии излучения и высокую оптическую однородность. Кроме того, квантовая система должна обладать широкой полосой поглощения для получения доста-

точной инверсии населенности соответствующих энергетических уровней.

Наиболее эффективно жидкостные лазеры работают в режиме излучения коротких импульсов длительностью 10—30 нс. Это объясняется тем, что возбужденные частицы, находясь на верхнем лазерном уровне, могут перейти в основное состояние либо с излучением кванта энергии, либо безызлучательно с потерей энергии через так называемый триплетный уровень. Постоянная времени перехода частиц на триплетный уровень равна нескольким десяткам наносекунд. Поэтому при длительности импульса накачки в 15—20 нс лишь небольшая часть возбужденных частиц перейдет на триплетный уровень и не будет участвовать в излучении. Остальная же, большая часть возбужденных частиц перейдет на нижний уровень с излучением квантов энергии.

## 7.2. ЛАЗЕРЫ НА НЕОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ

Хелаты редкоземельных элементов используются в жидкостных лазерах в качестве активной среды. Хелат представляет собой металлоорганический комплекс, в котором следует различать энергетические уровни органических лигандов и металлического иона, являющегося активатором. Возбуждение активного металлического иона может быть прямым или косвенным. В последнем случае энергия возбуждения передается иону от органического лиганда. Косвенное возбуждение является более эффективным. Эффективность передачи энергии зависит от степени перекрытия энергетического триплетного состояния возбужденного лиганда возбужденным состоянием активного иона. Лиганд возбуждается посредством оптической накачки.

Первым успешно примененным хелатом в качестве активной среды был бензоилацетонат европия, растворенный в смеси метилового и этилового спиртов. Раствор охлаждался до температуры —150 °С. В качестве активатора служили ионы европия. Оптическая накачка осуществлялась импульсной лампой, энергия которой поглощалась хелатом. Кювета с хелатом помещалась в резонатор, представляющий собой пару сферических зеркал. Раствор хелата поглощал преимущественно УФ-излучение, а лазер излучал на длинах волн  $\lambda_1 = 0,6131$  мкм и  $\lambda_2 = 0,6150$  мкм с шириной линии около  $10^{-4}$  мкм.

Затем было получено лазерное излучение и на других хелатах редкоземельных элементов. Однако энергия лазерного излучения достигала нескольких миллиджоулей, а повысить ее не представлялось возможным в силу ограничения со стороны хелатов. К тому же они работали при охлаждении, что создавало дополнительные трудности. Роль жидкостных лазеров на хелатах состояла в том, что они указали на возможность применения жидких активных сред в лазерах и на них был отработан механизм передачи энергии возбуждения иона от органического лиганда.



Дальнейшие поиски активных сред привели к созданию жидкостных лазеров на свободных редкоземельных ионах, находящихся в растворителе. Ионы являются квантовой системой, определяющей излучение лазера, а растворитель играет роль матрицы и практически не влияет на структуру электронных уровней ионов. В отличие от хелатного лазера в жидком растворе, содержащем свободные ионы, оптическая накачка осуществляется исключительно через собственные полосы поглощения иона. В качестве активатора использовались ионы неодима  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ , имеющего относительно широкие полосы поглощения, а поэтому оптическая накачка происходила достаточно эффективно.

В качестве растворителей для  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  использовались хлористый селенил ( $\text{SeOCl}_2$ ) или хлористый фосфорил ( $\text{POCl}_3$ ). Растворители прозрачны в диапазоне 0,4—3,0 мкм и поэтому не поглощают энергию оптической накачки в области поглощения активных ионов, а также не поглощают энергию излучения иона с  $\lambda = 1,056$  мкм, но в то же время хорошо растворяют при комнатной температуре  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ . Эмиссионные свойства ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в жидкой матрице такие же, как и в кристаллической, но намного превосходят свойства неодима в стеклянной матрице. Основным лазерным переходом является  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  (см. рис. 5.9) с длиной волны излучения  $\lambda = 1,056$  мкм.

Жидкостный неодимовый лазер может работать в стационарном режиме без прокачки и с прокачкой активной среды. Прокачка осуществляется для охлаждения среды, поскольку она сильно нагревается во время оптической накачки и особенно имеет сильный нагрев, когда используется ламповая накачка. Применяется, как правило, замкнутая система прокачки активной среды с теплообменником, позволяющая работать жидкостному лазеру с повышенной частотой следования импульсов излучения.

Сравнивая КПД жидкостного неодимового лазера ( $\text{Nd}^{3+} : \text{POCl}_3$ ) и кристаллического неодимового лазера ( $\text{Nd}^{3+} : \text{ИАГ}$ ), следует отметить, что в широком диапазоне энергий накачки у последнего лазера КПД все же выше в 1,5 раза.

Жидкостный неодимовый лазер с прокачкой активной среды представляет практический интерес. На нем могут быть получены импульсы мощностью от нескольких киловатт до сотен мегаватт. Особо следует отметить, что при сравнительно высоком КПД жидкостный неодимовый лазер способен обеспечить большую частоту повторения импульсов при высокой мощности излучения. Именно это обстоятельство выгодно отличает жидкостный неодимовый лазер от твердотельных.

### 7.3. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

Эта группа лазеров занимает особое место не только среди жидкостных лазеров, но и среди всех типов лазеров благодаря присущей этим активным средам большой ширине линии излучения,

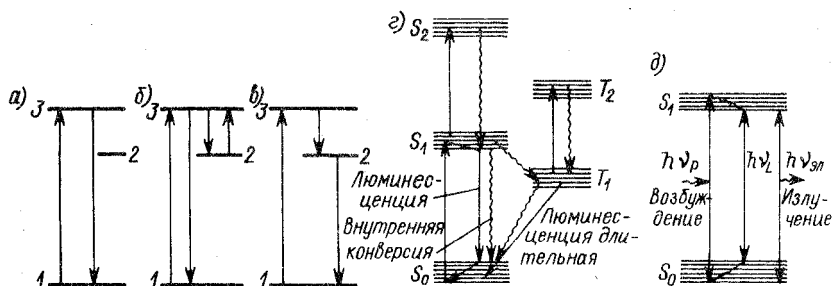


Рис. 7.1. Упрощенная (а—в) и детальная (г, д) структуры энергетических уровней молекулы красителя

что позволяет создавать на их основе лазеры оптического когерентного излучения, перестраиваемые в широком спектральном диапазоне.

Красители представляют собой сложные органические соединения, сильно поглощающие свет видимого диапазона. Обычно красители состоят из бензольных ( $C_6H_6$ ), пиридиновых ( $C_5H_5N$ ), азотных ( $C_4H_4N_2$ ) и других колец. Оптические свойства красителя определяются наличием радикалов  $CH_3$  или  $C_2H_5$ , от которых в основном зависит поглощение света накачки.

Краситель может находиться в кристаллическом и жидком состоянии. Оптико-генерационные свойства красителя проявляются в большей мере в жидком состоянии, где наблюдается кратковременная люминесценция, определяющая генерационные свойства красителя. Так, время жизни молекулы в возбужденном состоянии составляет около  $10^{-9}$  с. Спектр поглощения и излучения красителя состоит в основном из полосы шириной 150 МГц в видимом диапазоне. Люминесценция красителей, как правило, не зависит от длины волны возбуждающего излучения. Так, если молекулы родамина В возбудить желтым светом ( $\lambda = 0,589$  мкм), то люминесценция будет происходить во всем спектре. Если тот же родамин В возбудить УФ-излучением, то спектр люминесценции не изменится, хотя при поглощении света молекулы будут переходить в более высокие возбужденные состояния. Отсюда можно сделать вывод, что молекулы с более высоких возбужденных состояний быстро возвращаются в более низкое возбужденное синглетное состояние, с которого и начинается наблюдаемый процесс люминесценции. Согласно правилу Стокса — Ломмеля максимум люминесценции смещен в сторону длинных волн относительно максимума полосы поглощения.

Механизм работы жидкостного лазера на красителях может быть пояснен на примере упрощенной структуры энергетических уровней молекулы красителя. Кратковременная люминесценция объясняется прямым переходом из возбужденного синглетного состояния 3 в основное состояние 1 (рис. 7.1, а). Если же переход в основное состояние осуществляется через метастабильное состоя-

ние 2 (рис. 7.1, б), то имеет место долговременная люминесценция, поскольку метастабильное состояние характеризуется большим временем жизни. Переход из состояния 2 в состояние 3 осуществляется за счет тепловой энергии. Далее наблюдаются переходы с уровня 3 в основное состояние 1.

Переход молекулы в основное состояние по схеме рис. 7.1, в характеризуется также долговременной люминесценцией за счет большого времени жизни в состоянии 2.

На рис. 7.1, г показана детальная структура молекулы красителя с синглетными состояниями  $S$  и триплетными  $T$ . Лазерное излучение определяется переходами из синглетного состояния  $S_1$  в синглетное состояние  $S_0$  (рис. 7.1, д). Следовательно, квантовую систему можно было бы представить как двухуровневую. Поскольку каждому электронному уровню молекулы красителя принадлежит несколько колебательно-вращательных уровней, то каждое синглетное состояние имеет значительную ширину, поэтому систему можно приближенно считать четырехуровневой. Пренебрегая наличием высших возбужденных состояний молекулы красителя, представим коэффициент усиления света с частотой  $\nu$  в виде

$$\kappa_{21}(\nu) = \kappa_{21}(\nu)_{\text{пред}} \left[ \frac{N_2}{N_1} - \frac{N_1}{N_0} \frac{B_{12}(\nu)}{B_{21}(\nu)} \right], \quad (7.2)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — населенности состояний 1 и 2;  $N_0$  — общее число молекул;  $B_{12}$  и  $B_{21}$  — коэффициенты Эйнштейна; множитель  $\kappa_{21}(\nu)_{\text{пред}}$  представляет собой предельное значение коэффициента  $\kappa_{21}(\nu)$ . При  $N_1 = 0$ ,  $N_2 = N_0$  получим

$$\kappa_{21}(\nu) = \kappa_{21}(\nu)_{\text{пред}} = N_0 B_{21}(\nu) h\nu / v = N_0 \sigma_{21},$$

где  $\sigma_{21}$  — эффективное поперечное сечение для рассматриваемого перехода;  $v$  — скорость света в среде.

Отношение коэффициентов Эйнштейна имеет вид

$$\frac{B_{12}(\nu)}{B_{21}(\nu)} = e^{-\frac{h(\nu_{021} - \nu)}{kT}}.$$

При этом использовано соотношение

$$E_2 = E_1 + h(\nu - \nu_{021}),$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — электронные энергии молекулы в состояниях 1 и 2. Тогда выражение (7.2) преобразится к виду

$$\kappa_{21}(\nu) = \kappa_{21}(\nu)_{\text{пред}} \left\{ \frac{N_2}{N_0} - \frac{N_1}{N_0} e^{-\frac{h(\nu_{021} - \nu)}{kT}} \right\}. \quad (7.3)$$

Усиление волны с частотой  $\nu$  будет, если существует неравенство

$$\frac{N_2}{N_1} > e^{-\frac{h(\nu_{021} - \nu)}{kT}}. \quad (7.4)$$

При  $\nu \geq \nu_{эл}$  условие (7.4) совпадает с условием инверсии населенности уровней 1 и 2. Если же  $\nu < \nu_{эл}$ , усиление в системе возможно даже при  $N_2 < N_1$ .

Для получения лазерного излучения удобны квантовые молекулярные системы с максимально высоким значением  $\sigma_{12}(\nu)$ . Разность  $(\nu_{эл} - \nu)$  также должна быть достаточно велика. Когда частота перехода  $\nu$  значительно отличается от центральной частоты полосы люминесценции, то  $\kappa_{21}$  приближается к нулю. Отсюда следует, что красители, обладающие широкими энергетическими полосами, являются хорошими активными средами для лазеров. Величины  $\sigma_{21}$  и  $\Delta\nu$  (половина ширины полосы) достигают высоких значений в тех красителях, в которых велика вероятность спонтанных переходов. Если краситель возбуждать с частотой  $\nu_p$ , то можно показать, что в установившемся режиме коэффициент усиления зависит от полуширины  $\Delta\nu$ . Для того чтобы качественно объяснить эту зависимость, положим (рис. 7.1, д):

$$\nu_{эл} - \nu = \Delta\nu; \quad \nu_p - \nu_{эл} = \Delta\nu/2.$$

Если  $\Delta\nu$  невелико, т. е.  $h\nu \ll kT$ , то из (7.3) можно увидеть, что коэффициент усиления будет отрицателен. При увеличении  $\Delta\nu$  коэффициент  $\kappa_{21}(\nu)$  становится положительным. Граничное значение  $\kappa_{21}(\nu)$  обозначено выше через  $\kappa_{21}(\nu)_{пред}$ . Если  $\kappa_{21}(\nu)_{пред}$  не уменьшается с ростом  $\Delta\nu$ , молекулярная система особенно удобна для лазера. Иногда рост  $\Delta\nu$  приводит к уменьшению  $\sigma_{21}(\nu)$ , а значит, и  $\kappa_{21}(\nu)_{пред}$ . В этом случае зависимость  $\kappa_{21}(\nu)$  от  $\Delta\nu$  характеризуется максимумом, который в некоторых пределах значений  $\Delta\nu$  имеет наибольшее значение.

Поскольку жидкостный лазер на красителе в первом приближении подобен твердотельному лазеру на четырехуровневой системе (см. описание неодимового лазера в гл. 5), критическое значение инверсии, необходимое для возбуждения лазерной генерации, очень мало и составляет относительную населенность около 1%. Регулируя добротность резонатора лазера на красителе, можно перестраивать его эмиссионный спектр. Частота излучения лазера зависит от температуры красителя и его концентрации в растворе.

Генерационные характеристики лазера определяются в основном выбором красителя. В табл. 7.1 приведены наиболее часто употребляемые в жидкостных лазерах красители.

Однако спектр излучения и поглощения красителя существенно зависит от типа растворителя. Растворитель (этиловый и метиловый спирты, вода и другие) влияет на ширину спектра, на его положение на шкале частот. Это обусловлено главным образом показателем преломления растворителя. Кроме того, растворитель влияет на квантовый выход люминесценции, на время жизни в возбужденном состоянии. В растворы красителя еще добавляют небольшое количество специальных веществ — тушителей триплетного состояния — для повышения эффективности работы

Т а б л и ц а 7.1

## Наиболее часто употребляемые в жидкостных лазерах красители

Краситель	Диапазон перестройки, нм	Централь- ная длина волны излу- чения, нм
4-метилумбелиферон	415—425	420
Карбостирил 165	415—490	450
Кумарин 120	425—475	445
Кумарин 2	430—490	450
7-диэтиламино-4-метил-кумарин	445—505	470
Кумарин 102	460—525	495
2-иминобензопиран	490—530	510
Кумарин 7	495—570	535
Кумарин 6	517—570	540
Родамин незамещенный	550—570	560
Родамин 6Ж	565—657	595
Родамин В	608—680	635
Крезил-перхлорат вioleta	650—695	672
Карбазин 720	670—700	685
Нильский синий	690—790	725
IR-140, IR-144	844—885	865
DNDTPC-перхлорат	1084—1125	1000

лазера. Тушителями могут быть сульфанол, олеол, масло Рай-села, хостапон и др. Основные параметры жидкостных лазеров приведены в табл. 7.2.

Ламповая накачка жидкостного лазера аналогична накачке твердотельных лазеров. В качестве активного элемента применяется кювета с красителем, размещенная в отражателе либо между лампами накачки, либо внутри коаксиальной лампы накачки, ввиду чего последняя конструкция получила название коаксиальной.

К блоку накачки предъявляют особые требования по формированию коротких электрических импульсов большой амплитуды. Применяемые емкостные накопители энергии должны быть малоиндуктивными. Именно такие электрические импульсы обеспечивают получение коротких световых импульсов лампы для накачки активной среды и, следовательно, малой длительности световых импульсов лазерного излучения.

Если кювета выполнена в отпаянном варианте, при котором один и тот же раствор работает длительное время, то воздействие на краситель световых импульсов от лампы накачки приводит к неоднородному объемному нагреванию активной среды, вследствие чего активная среда приобретает свойства тепловой линзы, чаще всего положительной, обуславливающей увеличение угловой расходимости излучения. Для уменьшения влияния термического эффекта работу ведут при низких частотах излучения лазера. Вариант жидкостного лазера на красителе с прокачкой позволяет уменьшить отрицательное влияние термического эффекта на его

Основные параметры жидкостных лазеров на красителях

Параметр	Типичное значение	Условие генерации
Длина волны	340—1175 нм	Оптическая накачка лазером или импульсной лампой
Диапазон перестройки	До 40 нм	Перестройка с помощью призм, дифракционной решетки, фильтров
Ширина спектра генерации	1,5—15 нм 0,05 нм 10 <sup>-3</sup> нм	С широкополосными зеркалами С применением дифракционной решетки С интерферометром Фабри—Перо внутри резонатора
Расходимость пучка КПД	2—5 мрад До 25% » 0,4%	— При накачке лазером При накачке импульсной лампой
Выходная энергия	0,1 Дж 2 Дж (максимальное значение)	—
Мощность	2 МВт 0,75—2 МВт	При возбуждении лазером » » импульсной лампой
Частота повторения импульсов	До 300 Гц 20—50 Гц	» » лазером » » импульсной лампой
Длительность импульса	20 нс 0,5—150 мкс	» » лазером » » импульсной лампой

характеристики излучения и значительно увеличить частоту следования импульсов излучения лазера в отдельных конструкциях до 350 Гц.

В настоящее время на основе указанных выше красителей выпущены промышленные образцы лазеров с ламповой накачкой. Так, жидкостный лазер типа ЛЖИ-402 (рис. 7.2) с эллиптическим осветителем имеет диапазон перестройки 450—700 нм, импульсную мощность  $2 \cdot 10^4$  Вт, частоту следования импульсов до 30 Гц, длительность импульсов  $5 \cdot 10^{-3}$  нс. Лазер работает в режиме прокачки. Для накачки используется импульсная ксеноновая лампа. Охлаждение лампы и кюветы производится дистиллированной водой.

Жидкостные лазеры на красителях могут иметь и лазерную накачку. Различают два метода накачки: продольную и поперечную (рис. 7.3). При продольной накачке лазерное излучение направляется вдоль оси кюветы с красителем, а при поперечной — перпендикулярно к ней. В реальных условиях применяются оба метода.

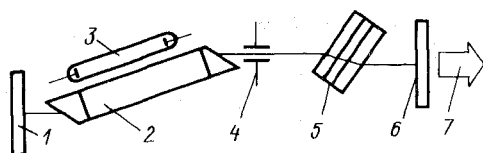


Рис. 7.2. Оптическая схема лазера ЛЖИ-402:

1 — глухое зеркало; 2 — кювета с красителем; 3 — лампа накачки; 4 — диафрагма; 5 — линзовый эталон; 6 — полупрозрачное зеркало; 7 — выходное зеркало

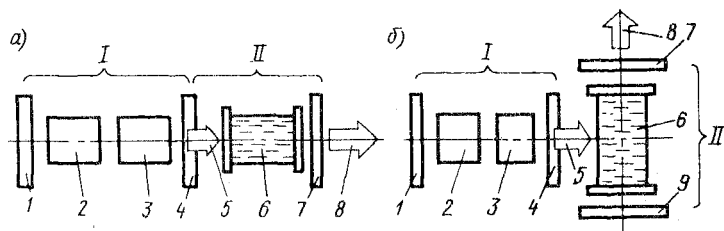


Рис. 7.3. Схема жидкостного лазера на красителе с продольной (а) и поперечной (б) лазерной накачкой:

I — лазер накачки; II — жидкостный лазер на красителе; 1, 4, 7, 9 — зеркала резонаторов; 2 — переключатель добротности резонатора лазера накачки; 3 — активный элемент в схеме накачки; 5 — луч лазера накачки; 6 — кювета с активной жидкостью; 8 — луч лазера на красителе

В качестве источника накачки применяют лазеры на молекулярном азоте, эксимерные лазеры, лазеры на рубине, стекле и ИАГ и их гармониках, лазеры на парах меди и других металлов, т. е. лазеры, имеющие высокую импульсную мощность и энергию излучения в ультрафиолетовой и видимой частях спектра.

Жидкостные лазеры на красителях с лазерной накачкой выпускаются промышленностью серийно. Из них наибольшее распространение получили жидкостные лазеры с накачкой от ИАГ-лазеров, излучение которых преобразовывается во вторую, третью и четвертую гармоники. Из отечественных образцов следует отметить жидкостный лазер на красителе типа ЛЖИ-501. В нем в качестве источника накачки применен ИАГ-лазер типа ЛТИ-401, энергия импульсов которого на второй гармонике составляет 30 мДж при длительности импульса 20—30 нс. Длина волны излучения лазера типа ЛЖИ-501 плавно перестраивается в диапазоне 545—760 нм. Плавная перестройка длины волны и сужение линии излучения обеспечиваются призмным дисперсионным резонатором. Ширина линии излучения  $\Delta\nu = 1,5 \text{ см}^{-1}$  при эффективности преобразования до 25%. Расходимость излучения близка к дифракционной.

Использование нескольких типов лазеров накачки и набора различных красителей позволяет на основе одной конструкции жидкостного лазера обеспечить перестройку во всем диапазоне генерации красителей — от ультрафиолетового до ближней инфракрасной области спектра.

Для накачки применяют и лазеры непрерывного излучения — аргонный, криптоновый и другие, мощность излучения которых достаточна для превышения порога генерации красителя. Коэффициент преобразования жидкостных лазеров на красителе с лазерной непрерывной накачкой в полезное излучение зависит от превышения над порогом и может достигать 30—35%. Диапазон перестройки этих лазеров охватывает весь видимый и ближний инфракрасный диапазоны вплоть до 1,0 мкм. При этом мощность излучения достигает 1 Вт. Расходимость излучения находится

в пределах 1,5—2 мрад. Ширина спектра излучения непрерывных жидкостных лазеров без принятия каких-либо специальных мер составляет несколько нанометров. При наличии простейших селективирующих элементов в резонаторе она достигает 0,05—0,1 нм, а при использовании одномодовой накачки — 30 ГГц. При специальных способах стабилизации одночастотного режима генерации ширина спектра излучения не превышает 1 МГц.

Применение жидких активных сред связано с определенными неудобствами при эксплуатации лазеров. От этого недостатка можно избавиться введением красителя в твердую матрицу, которая должна иметь хорошую прозрачность в полосе генерации красителя, быть механически прочной. Такой матрицей являются стекла или полимерные вещества, например модифицированный полиметилметакрилат. Данные матрицы обладают достаточно высокой лучевой прочностью. Отмеченные выше твердотельные матрицы насыщаются молекулами красителя, являющимися активными молекулами и обеспечивающими лазерную генерацию. Уже созданы лазеры на красителях с твердой матрицей.

#### 7.4. УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЖИДКОСТНЫХ ЛАЗЕРОВ

Активная жидкая среда, характеризующаяся широкой линией люминесценции, как и всякое иное активное лазерное тело, помещается в оптический резонатор, обеспечивающий положительную обратную связь. Для того чтобы жидкостный лазер излучал в узкой спектральной полосе частот в пределах линии люминесценции активного вещества, в цепь положительной обратной связи вводят перестраиваемые тем или иным способом оптические селективные элементы, создающие условия для возникновения излучения только в узком спектральном интервале. В качестве таких элементов применяют призмы, дифракционные решетки, наклонные эталоны, электро- и акустооптические элементы. Часто в качестве одного из зеркал резонатора служит дифракционная решетка. Интенсивность излучения, отраженного от решетки, зависит от угла и длины волны.

Если расстояние между штрихами решетки равно  $a$ , то разность оптического пути двух соседних дифрагированных лучей, соответствующая максимальной интенсивности, равна

$$\Delta = a (\sin \alpha + \sin \beta) = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots,$$

где  $\alpha$  — угол падения луча на решетку;  $\beta$  — угол дифракции. Для дифрагированных лучей наблюдается пространственная дисперсия.

На практике применяют дифракционную решетку со скошенными ступеньками. При падении на нее света имеем

$$2 \sin \beta = k\lambda/a = k\lambda n_0,$$



где  $n_0$  — число ступенек на единицу длины. При  $b = a \cos \varphi$  и  $\varphi = \alpha = \beta$  получаем для первого порядка ( $k = 1$ ) почти полное отражение света, которое является селективным, т. е. зависит от длины волны  $\lambda$ . Угол  $\varphi_0$ , называемый углом блеска, определяется формулой

$$2 \sin \varphi_0 = k\lambda_0/a,$$

где  $\lambda_0$  — длина волны блеска. Эффективность отражения света решеткой достигает 80—90%, что в принципе является достаточным для лазера на красителе при получении селективного отражения. Применение дифракционной решетки позволило уменьшить ширину спектра на порядок, т. е. с 0,6 до 0,06 нм. При этом дифракционную решетку устанавливают под таким углом к оптической оси резонатора, при котором отраженный дифракционный максимум первого порядка, соответствующий требуемой длине волны излучения, совпадает с оптической осью резонатора. В данном случае перестройка лазера по длине волны осуществляется простым поворотом дифракционной решетки относительно оси ее вращения. При другом угловом положении дифракционной решетки отраженный в направлении падения пучок излучения будет соответствовать дифракционному максимуму для излучения с другой длиной волны.

Дальнейшее сужение ширины линии излучения возможно с помощью введения между активными элементами и дифракционной решеткой электрооптического фильтра, представляющего собой электрооптический кристалл, расположенный между двумя скрещенными поляризаторами. Когда к такому кристаллу прикладывается электрическое напряжение, то в нем происходит поворот плоскости поляризации проходящего через него линейно поляризованного света. Коэффициент пропускания подобного электрооптического фильтра определяется выражением

$$\tau(\lambda) = \cos^2 [(l/\lambda) \Delta n],$$

где  $l$  — длина кристалла;  $\Delta n$  — разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, зависящих от приложенного напряжения. Таким образом при одновременном использовании дифракционной решетки и электрооптического фильтра положительная обратная связь имеет место только в узкой полосе длин волн, на которой и происходит лазерная генерация. Грубая перестройка длины волны излучения лазера осуществляется поворотом дифракционной решетки, а точная — путем изменения управляющего напряжения на электрооптическом фильтре.

В резонатор лазера помещают еще интерферометр Фабри—Перо, имеющий два полупрозрачных зеркала. Если  $d$  — ширина зазора между зеркалами интерферометра, то разность между спектральными линиями, которые могут быть разрешены, определяется формулой

$$\Delta\lambda \approx \lambda^2/(2nd),$$

где  $n$  — показатель преломления среды между зеркалами. В рассматриваемом случае  $n = 1$ . Интерферометр способен поворачиваться относительно оси лазера на некоторый угол, что обеспечивает перестройку длины волны.

Если интерферометр Фабри—Перо расположить под некоторым углом к оси (в этом случае его называют наклонным эталоном), то его можно использовать совместно с дифракционной решеткой. Дифракционная решетка, как и ранее, позволяет осуществлять грубую перестройку, а наклонный эталон — точную перестройку длины волны излучения.

Перестройку длины волны излучения лазера можно произвести также введением в резонатор между отражающим зеркалом и активной средой электронно-управляемого акустического фильтра, представляющего собой кристалл из кварца, молибдата, свинца или другого акустооптического материала, помещенного между скрещенными поляризаторами. В кристалле возбуждается бегущая ультразвуковая волна. Вследствие взаимодействия света с ультразвуковой волной в кристалле плоскость поляризации линейно-поляризованного света повернется на  $90^\circ$ . Этот эффект имеет место в узком участке длин волн, положение которого на оси частот определяется частотой акустических колебаний. Изменяя ее значение, можно осуществлять перестройку длины волны излучения лазера на красителе.

Перестройка длины волны излучения лазера на красителе с помощью оптических внутрирезонаторных селективных элементов снижает эффективность преобразования энергии накачки в энергию излучения ввиду наличия потерь на селективных элементах. Метод динамической распределенной обратной связи позволяет повысить эффективность преобразования. Он состоит в том, что кювета с красителем находится на оптическом контакте с гипотенузной гранью призмы, на боковые грани которой с разных направлений падают пучки лазера накачки. Эти пучки, пройдя через призму, интерферируют на гипотенузной грани и в объеме красителя, образуя пространственную интерференционную картину. Этой картине соответствуют пространственное изменение показателя преломления активной среды и такое же изменение коэффициента усиления. В активной среде как бы наводится дифракционная решетка с периодом  $T \equiv (\lambda/2) \sin \theta$ , где  $\lambda$  — длина волны накачки;  $\theta$  — угол падения луча накачки на гипотенузную грань призмы. Генерация возникает на длине волны, соответствующей периоду решетки  $T$ . Изменяя угол падения  $\theta$ , можно осуществить плавную перестройку длины волны излучения лазера на красителе. Для накачки в таких системах используются лазеры на молекулярном азоте, неодимовые лазеры на второй и третьей гармониках излучения, лазеры на рубине и его второй гармонике. Диапазон настройки рассматриваемого способа зависит от диапазона изменения угла падения пучка накачки  $\theta$ , угла при вершине призмы  $\alpha$ . Сравнение метода с динамической распре-

деленной обратной связью и метода перестройки с помощью дифракционной решетки показывает, что применение первого метода позволило увеличить коэффициент преобразования в два раза, что дает основания для его практического использования.

Длина волны излучения еще зависит от добротности резонатора лазера. Следовательно, изменение добротности — это еще один способ перестройки лазера на красителе. В течение оптической накачки потери энергии в красителе изменяются в результате изменения синглет-синглетного поглощения, а показатель преломления возрастает на коротких волнах. Введя в систему управления элемент в виде ячейки Поккельса или Керра, можно управлять моментом включения начала генерации. Этот способ пригоден для перестройки лазера на красителе. Перестройка возможна также изменением длины кюветы и изменением концентрации носителей.

Перестройка с помощью призмы осуществляется путем ее установки между активным элементом и отражающим зеркалом. При падении на ее боковую поверхность широкополосного излучения за счет дисперсионных свойств призмы происходит угловое разложение луча после призмы. Угловое положение призмы подбирается так, чтобы излучение вполне определенной волны, выходящее из призмы, возвращалось в нее после отражения от зеркала резонатора. В результате возбуждение поля в лазере будет происходить только в узком спектральном интервале. Остальные лучи выходят из резонатора и не участвуют в процессе генерации. Перестройка лазера осуществляется простым поворотом призмы. Достоинством этого способа является простота, но ширина спектра излучения при этом оказывается достаточно большой, составляющей несколько нанометров. Это значительно больше, чем при наличии дифракционной решетки. Вместе с призмой могут применяться и другие оптические элементы, позволяющие сузить полосу излучения жидкостного лазера.

Полупроводниковые лазеры отличаются от газовых и твердотельных тем, что излучающие переходы происходят в полупроводниковом материале не между дискретными энергетическими состояниями электрона, а между парой широких энергетических зон. Поэтому переход электрона из зоны проводимости в валентную зону с последующей рекомбинацией приводит к излучению, лежащему в относительно широком спектральном интервале и составляющему несколько десятков нанометров, что намного шире полосы излучения газовых или твердотельных лазеров.

### 8.1. ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При образовании кристаллического твердого тела атомы или молекулы вступают во взаимодействие и сближаются на малые расстояния и их волновые функции перекрываются. Благодаря этому перекрытию электроны в кристалле принадлежат не отдельному атому, а всему кристаллу в целом и составляют единую подсистему, на которую распространяется принцип Паули, согласно которому в одном квантовом состоянии не может находиться более одного электрона. Тогда электроны, находившиеся в изолированном атоме в одном и том же энергетическом состоянии, в кристалле будут занимать состояния, несколько отличающиеся по энергиям. Иными словами, энергетические уровни изолированных атомов в кристалле расщепляются на ряд подуровней и образуют энергетическую зону. Зоны разрешенных энергий для электронов в кристалле разделены зоной запрещенных энергий (рис. 8.1).

Из зонной теории следует, что кристаллы металлов отличаются от кристаллов диэлектриков и полупроводников степенью заполнения электронами состояний энергетических зон. В полупроводниках и диэлектриках все состояния внешних энергетических зон при  $T = 0\text{ К}$  либо полностью заполнены электронами, либо полностью не заполнены. Внешнее электрическое поле здесь не может вызвать перераспределения зарядов в энергетической зоне, поэтому при  $T = 0\text{ К}$  полупроводники и диэлектрики различаются лишь шириной запрещенной зоны. Условно считается, что в полупроводниках ширина запрещенной зоны  $E_g \leq 3\text{ эВ}$ . В отсутствие примесей электропроводность собственных полупроводников обес-

печивается благодаря переходам электронов из состояний полностью заполненной зоны (валентной зоны) в состояния ближайшей свободной зоны (зоны проводимости), отстоящей от нее на ширину запрещенной зоны  $E_g$  (рис. 8.1).

Переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости имеют место, в частности, при повышении температуры кристалла ( $T > 0$ ), когда происходит разрыв валентных связей электронов с атомами вещества за счет энергии колебательного движения кристаллической решетки. В этом случае сообщенная электрону энергия равна или превосходит ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Образующийся свободный электрон занимает при этом одно из состояний зоны проводимости и может принимать участие в электропроводности. При переходе электронов в зону проводимости в валентной зоне остается ненасыщенная валентная связь электрона с атомом кристалла. Такая связь, называемая дыркой, может также принимать участие в переносе электрического тока. Таким образом, при отсутствии примесей полная электропроводность полупроводника складывается из электропроводностей, обусловленных движением электронов в зоне проводимости, и дырок в валентной зоне.

Кинетическая энергия  $E$  электрона в зоне проводимости (дырки в валентной зоне) зависит от его волнового вектора  $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волны де Бройля) или квазиимпульса  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ . Из квантовой механики известно, что зависимость  $E(\mathbf{k})$ , или  $E(\mathbf{p})$ , для свободного электрона имеет вид

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_0}, \quad (8.1)$$

где  $m_0$  — масса свободного электрона;  $\mathbf{p}$  — его импульс,  $\mathbf{p} = m_0 \mathbf{v}$ .

Аналогичный по форме вид закона дисперсии  $E(\mathbf{p})$  имеет место и в кристалле, где электрон движется уже не в свободном пространстве, а в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки. Различие состоит в том, что вместо массы свободного электрона в выражение (8.1) необходимо подставить так называемую эффективную массу  $m^*$ . Эффективная масса  $m^*$  отличается от массы свободного электрона  $m_0$  и учитывает то обстоятельство, что электрон, движущийся в кристалле, не является свободным, а испытывает действие периодического поля кристаллической решетки.

Свойства полупроводников описываются поведением электронов вблизи дна зоны проводимости  $E_c$  и дырок вблизи потолка валентной зоны  $E_v$ . Если отсчитывать значение энергий для элек-

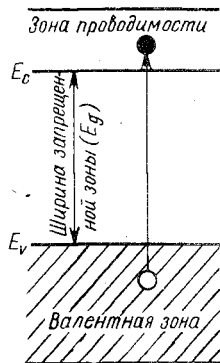


Рис. 8.1. Валентная зона, зона проводимости и схема образования электронно - дырочной пары в собственном полупроводнике

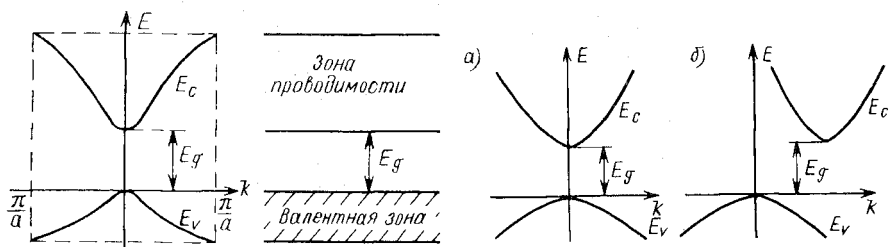


Рис. 8.2. Дисперсионные зависимости кинетической энергии для электронов в зоне проводимости  $E_c$  и дырок в валентной зоне  $E_v$

Рис. 8.3. Энергетическая зонная структура полупроводников с прямой (а) и непрямой (б) структурой энергетических зон

тронов и дырок от потолка валентной зоны, то с учетом (8.1) полную энергию электронов и дырок можно представить в виде:

$$E_n = E_e + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_n^2}{2m_n^*}; \quad E_p = -\frac{\hbar^2 \mathbf{k}_p^2}{2m_p^*}. \quad (8.2)$$

Зависимость (8.2) графически в общем виде представлена на рис. 8.2. Существенным здесь является то, что минимум  $E_n(\mathbf{k})$  для зоны проводимости и максимум  $E_p(\mathbf{k})$  для валентной зоны приходятся на одну и ту же точку  $\mathbf{k}$ -пространства. Полупроводники, у которых экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в одной и той же точке  $\mathbf{k}$ -пространства, называются полупроводниками с прямой структурой зон. Из-за взаимодействия атомов кристалла с соседними атомами экстремумы зоны проводимости и валентной зоны могут оказаться в различных точках пространства волновых векторов. Такие полупроводники называются полупроводниками с непрямой структурой зон. Они схематически показаны на рис. 8.3.

Из статистической физики известно, что количество энергетических уровней, находящихся в интервале энергий от  $E$  до близкого значения  $E + dE$ , зависит от величины  $E$ . Эта зависимость характеризуется функцией плотности состояний  $g(E)$ , определяемой равенством

$$g(E) = dN(E)/dE,$$

где  $N(E)$  — число энергетических уровней в малом интервале от  $E$  до  $E + dE$  для кристалла единичного объема. Полное число энергетических уровней в зоне проводимости в интервале энергий от  $E_g$  до  $E_n$  или в валентной зоне в интервале энергий от 0 до  $-E_v$  равно:

$$g_n = \int_{E_g}^{E_n} g_n(E_n) dE_n = \frac{1}{3\pi^2} \frac{1}{\hbar^3} (2m_n^*)^{3/2} (E_n - E_g)^{3/2},$$

$$g_p = \int_0^{-E_v} g_p(E_p) dE_p = \frac{1}{3\pi^2} \frac{1}{\hbar^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_p)^{3/2}.$$

На рис. 8.4 изображены энергетическая зонная структура и функция плотности состояний в зонах полупроводника.

Валентная зона и зона проводимости большинства полупроводников имеют сложное строение, поскольку образованы наложением нескольких подзон с различными значениями эффективных масс. Функция плотности состояний для сложной энергетической зоны определяется суммированием по отдельным подзонам:

$$g(E) = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} \sum_j M_j (2m_j^*)^{3/2} (E - E_j)^{1/2},$$

где  $M_j$  — число эквивалентных минимумов для  $j$ -й подзоны;  $m_j^*$  — эффективная масса для плотности состояний в  $j$ -й подзоне;  $E_j$  — энергетическое положение дна  $j$ -й подзоны.

В условиях теплового равновесия при данной температуре  $T$  вероятность заполнения квантового состояния с энергией  $E$  для частиц, подчиняющихся принципу Паули (фермионов), к числу которых относятся электроны, определяется функцией распределения Ферми — Дирака

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}, \quad (8.3)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $F$  — энергия Ферми. В рамках статистики Ферми—Дирака энергия Ферми численно равна работе, которую необходимо затратить, чтобы изменить число частиц в системе на единицу. Как следует из выражения (8.3), при  $T = 0$  К в интервале энергий  $0 \leq E < F$   $f_0 = 1$ , а при  $E > F$   $f_0 = 0$ . Это означает, что все квантовые состояния с энергиями, меньшими энергии Ферми, заняты электронами, тогда как все состояния с энергиями, большими энергии Ферми, свободны. При  $T > 0$  К и при  $E = F$ , как это следует из выражения (8.3),  $f_0(F) = 0,5$ . Таким образом, уровень Ферми  $F$  есть энергия того квантового состояния, вероятность заполнения которого при температуре  $T > 0$  К равна 0,5.

Вероятность заполнения данного квантового состояния  $E$  дыркой, очевидно, равна вероятности отсутствия в этом состоянии электрона:

$$f_{0p}(F) = 1 - f_0(F) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1}.$$

Для собственного полупроводника концентрация электронов в зоне

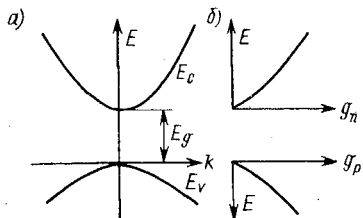


Рис. 8.4. Энергетическая зонная структура полупроводника (а) и функции плотности состояний (б) в зоне проводимости  $g_n$  и в валентной зоне  $g_p$

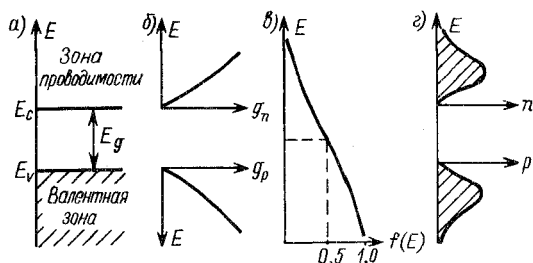


Рис. 8.5. Схема заполнения энергетических состояний в полупроводниках: *а* — структура энергетических зон; *б* — функции плотности состояний; *в* — распределение Ферми—Дирака; *г* — концентрации носителей тока в собственном полупроводнике при  $T > 0$

проводимости или дырок в валентной зоне определяется как функциями плотности состояний в соответствующих зонах, так и вероятностями заполнения этих состояний:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} f_0(E) g_n(E) dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} dE;$$

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_v} f_{0p}(E) g_p(E) dE = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1} dE.$$

Диаграммы, иллюстрирующие заполнение электронами состояний зоны проводимости и дырками состояний валентной зоны в собственном полупроводнике, показаны на рис. 8.5. В собственном полупроводнике уровень Ферми  $F$  находится в середине запрещенной зоны.

Свойства полупроводников определяются концентрациями примесей, специально вводимых в кристалл в процессе выращивания или остающихся в результате недостаточной степени очистки (остаточные и неконтролируемые примеси). Если вводимый атом примеси замещает один из узлов кристаллической решетки и вносит в кристалл один и более электронов сверх тех, которые вносил замещаемый атом основного вещества, то такая примесь называется донором. Полупроводник, содержащий донорную примесь, называется полупроводником  $n$ -типа электропроводности. Донор, удерживающий электрон, электрически нейтрален. Типичным примером донорной примеси являются атомы элементов V группы периодической таблицы Д. И. Менделеева в кристалле, образованном из атомов элементов IV группы, например мышьяк в кремнии. При этом пятый валентный электрон принимает участие в парноэлектронной связи, и ему соответствует энергетический уровень, расположенный ниже зоны проводимости (рис. 8.6, *а*) на величину  $E_d$ .

В том случае, когда вводимый атом примеси создает в кристаллической решетке недостаток электронов по сравнению с атомом



основного вещества, примесь называется акцепторной. Полупроводник, содержащий акцепторную примесь, называется полупроводником  $p$ -типа электропроводности. Хорошо известным примером акцепторных примесей являются атомы элементов III группы периодической таблицы в кристалле, составленном из атомов IV группы, например бор в кремнии. В этом случае атом бора образует три завершенные парноэлектронные связи с соседними атомами кремния. Четвертая связь остается незавершенной и ведет себя как положительная дырка, связанная при  $T = 0$  К с атомом акцептора. Энергетический уровень этой связи располагается выше потолка валентной зоны на величину  $E_a$  (рис. 8.6, а)

Для так называемых мелких примесей энергии ионизации  $E_d$  и  $E_a$  значительно меньше ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Поэтому уже при довольно низких температурах ( $kT \gg E_d$ ) в полупроводнике  $n$ -типа происходит разрыв избыточной связи, и электрон, связанный с атомом донора, переходит в зону проводимости и может принимать участие в электропроводности. При этом донор приобретает избыточный положительный заряд. В акцепторном полупроводнике при повышении температуры  $kT \gg E_a$  электрон валентной зоны может переходить на уровень акцептора, занимая ненасыщенную связь. При этом в валентной зоне появляется свободная дырка, которая может участвовать в электропроводности. Атом акцептора становится отрицательно заряженным.

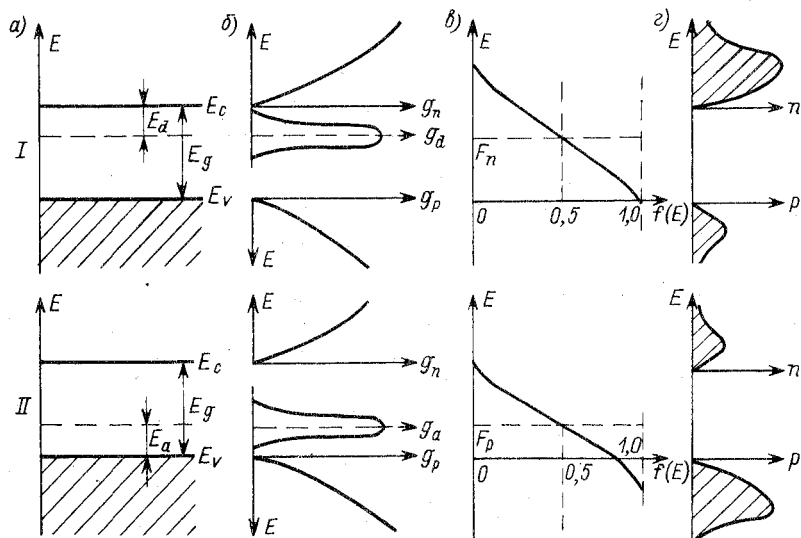


Рис. 8.6. Схема заполнения энергетических уровней в полупроводниках  $n$ -типа (I) и  $p$ -типа (II) электропроводностей: а — зонная диаграмма; б — функции плотности состояний; в — распределение Ферми; г — концентрации электронов

Заполнение энергетических состояний электронами в зоне проводимости и дырками в валентной зоне иллюстрируется диаграммами, показанными на рис. 8.6. Так как в полупроводнике  $n$ -типа электропроводности донорные состояния (их концентрация  $N_d$ ) вносят некоторое избыточное количество электронов, то уровень Ферми здесь смещен к дну зоны проводимости. Аналогичным образом в полупроводнике  $p$ -типа акцепторные примеси с концентрацией  $N_a$  обеспечивают избыток дырок, что приводит к смещению уровня Ферми к потолку валентной зоны.

При увеличении концентрации примесей волновые функции электронов на примесях начинают перекрываться. Такая ситуация имеет место при концентрациях примесей порядка  $a^{-3}$ , где  $a$  — радиус первой боровской орбиты для электрона, связанного с атомом примеси. В результате примесные уровни расширяются в зону. При дальнейшем увеличении концентрации примесей примесная зона расширяется и перекрывается с ближней зоной разрешенных состояний (зоной проводимости в полупроводнике  $n$ -типа или валентной зоной в полупроводнике  $p$ -типа).

Значительное увеличение концентрации примесей приводит к еще одному существенному эффекту в полупроводниках — образованию вблизи разрешенных зон хвостов плотности состояний в пределах разрешенной зоны.

## 8.2. СОЗДАНИЕ ИНВЕРСИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Рассмотрим собственный полупроводник. В условиях термодинамического равновесия ( $T = 0$  К) валентная зона полупроводника полностью заполнена электронами (концентрация дырок равна нулю), а зона проводимости пуста. Предположим, что на полупроводник падает поток квантов электромагнитного излучения, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны  $h\nu \geq E_g$ . Падающее излучение поглощается в веществе, так как энергия квантов здесь достаточна для перевода электронов из состояний зоны проводимости в состояния валентной зоны. Другими словами, в результате поглощения излучения в полупроводнике образуются электронно-дырочные пары. Одновременно с процессом образования электронно-дырочных пар протекает процесс их рекомбинации. Результатом акта рекомбинации электронно-дырочной пары может быть образование кванта электромагнитного излучения (излучательная рекомбинация). Оптические переходы, сопровождающиеся поглощением и излучением электромагнитной энергии в полупроводнике, схематически изображены на рис. 8.7, из которого видно, что энергия излученного кванта меньше по сравнению с энергией кванта света, генерирующего электронно-дырочную пару (правило Стокса—Ломмеля). Разница энергий поглощаемого и излучаемого квантов света преобразуется в энергию колебательного движения атомов кристаллической решетки.

В условиях термодинамического равновесия вероятность перехода с поглощением фотона (валентная зона — зона проводимости) равна вероятности излучательного перехода (зона проводимости — валентная зона).

Предположим, что в результате какого-то внешнего воздей-

ствия полупроводник выведен из состояния термодинамического равновесия, причем в нем созданы одновременно высокие концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Электроны переходят в состояние с некоторой энергией  $F_n$  вблизи дна зоны проводимости, аналогично дырки переходят в состояния до энергии  $F_p$  вблизи потолка валентной зоны. Рассматриваемая ситуация иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис. 8.8. Так как все состояния вблизи дна зоны проводимости заполнены электронами, а все состояния с энергиями вблизи потолка валентной зоны заполнены дырками, то переходы с поглощением фотонов, сопровождающиеся увеличением энергии электронов, становятся невозможными. Единственно возможными переходами электронов в полупроводнике в рассматриваемых условиях являются переходы зона проводимости — валентная зона, сопровождающиеся рекомбинацией электронно-дырочной пары и испусканием кванта электромагнитного излучения. В полупроводнике создаются условия, при которых происходит усиление электромагнитной волны. Иными словами, коэффициент поглощения полупроводника становится отрицательным, а рассматриваемая ситуация отвечает состоянию с инверсной плотностью населенности.

Поток квантов излучения, энергия которых находится в пределах от  $h\nu = E_c - E_v$  до  $h\nu = F_n - F_p$ , распространяется через возбужденный полупроводник беспрепятственно. Одновременно с этим начальное поле

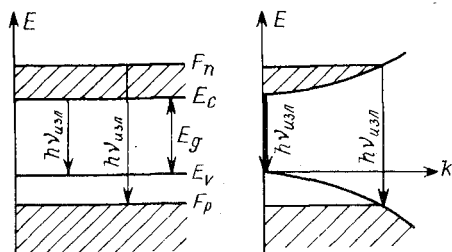


Рис. 8.8. Схема процесса в полупроводнике с инверсной плотностью населенности уровней

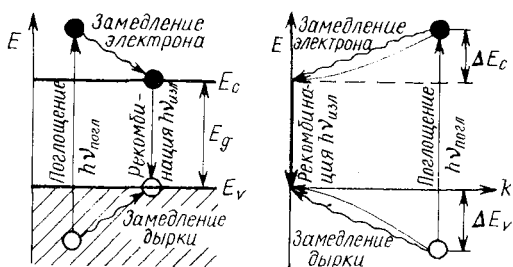


Рис. 8.7. Процессы поглощения и излучательной рекомбинации при межзонных переходах в полупроводниках

квантов излучения приводит к росту скорости излучательной рекомбинации, что вызывает увеличение плотности фотонов, которые, в свою очередь, индуцируют дальнейшую рекомбинацию. Образующиеся в процессе вынужденных переходов фотоны обладают теми же характеристиками (энергией,

фазой, поляризацией и направлением распространения), что и кванты исходного электромагнитного излучения. Рассматриваемые эффекты оптического усиления, естественно, могут быть использованы для реализации лазерного эффекта в полупроводниках. Для этой цели, как известно, необходимо выполнить два условия: во-первых, усиление за счет индуцированного излучения должно превышать потери и, во-вторых, необходимо ввести положительную обратную связь.

Рассмотрим более детально концепцию инверсной плотности населенности в полупроводниках. Предположим, что под действием кванта электромагнитного излучения, энергия которого превышает ширину запрещенной зоны ( $h\nu > E_g$ ), в полупроводнике реализуется оптический переход с образованием электронно-дырочной пары (рис. 8.7). Электрон в зоне проводимости имеет энергию, которая на величину  $\Delta E_c$  превышает энергию дна зоны проводимости. Аналогично дырки в валентной зоне находятся в состоянии с энергией, меньшей энергии потолка валентной зоны на величину  $\Delta E_v$ . Эти избыточные по отношению к краям зоны энергии электрона и дырки  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  представляют собой кинетическую энергию.

Если полупроводник освещен потоком квантов электромагнитного излучения с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны ( $h\nu > E_g$ ), то в нем образуется некоторая избыточная концентрация электронно-дырочных пар. Таким образом, генерируемые светом электронно-дырочные пары являются неравновесными. После отключения внешней освещенности полупроводник стремится вернуться к равновесному состоянию. При этом релаксационные процессы, сопровождающиеся аннигиляцией электронно-дырочных пар, протекают в два этапа. На первом этапе скорости электронов и дырок уменьшаются в результате соударений с ионами (или атомами), находящимися в узлах кристаллической решетки. В результате кинетическая энергия электрона и дырки уменьшается ( $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ ) и на энергетической диаграмме электрон смещается ко дну зоны проводимости, а дырка — к потолку валентной зоны. Избыточная кинетическая энергия  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  при этом переходит в энергию колебательного движения атомов кристаллической решетки. Схематически этот процесс изображен волнистыми линиями на энергетической зонной диаграмме (рис. 8.7).

Процесс замедления характеризуется некоторой постоянной времени  $\tau_1$ . Согласно теоретическим оценкам постоянная времени для процесса замедления в полупроводниках составляет  $\tau_1 = 10^{-10}$  с. Второй этап состоит собственно в излучательной рекомбинации электронно-дырочной пары, разделенной энергией  $h\nu = E_g$ , в результате которой электронно-дырочная пара аннигилирует с образованием кванта электромагнитного излучения. Этот переход показан сплошной линией на рис. 8.7 и характеризуется постоянной времени  $\tau_2$ .

Для реализации процесса излучательной рекомбинации необходимо выполнить два условия. Во-первых, электрон и дырка должны локализоваться в одной и той же точке координатного пространства. Во-вторых,

электрон и дырка должны иметь одинаковые по значению и противоположно направленные скорости.

Иными словами, электрон и дырка должны быть локализованы в одной и той же точке  $\mathbf{k}$ -пространства. Так как импульс образующегося в результате рекомбинации электронно-дырочной пары фотона значительно меньше по сравнению с квазиимпульсами электрона и дырки, то для выполнения закона сохранения квазиимпульса требуется обеспечить равенство квазиимпульсов электрона и дырки, участвующих в акте излучательной рекомбинации.

Оптическим переходам с сохранением квазиимпульса соответствуют вертикальные в  $\mathbf{k}$ -пространстве (прямые) переходы. Сохранение квазиимпульса в процессе излучательного перехода может рассматриваться как квантовомеханическое правило отбора (в том случае, когда в акте излучательной рекомбинации не принимают участие третьи частицы, например, фононы или атомы примеси). Невертикальные в  $\mathbf{k}$ -пространстве (непрямые) переходы имеют значительно меньшую вероятность по сравнению с прямыми переходами, так как в этом случае требуется сбалансировать некоторый разностный квазиимпульс  $\Delta \mathbf{k}$  (рис. 8.9). Так как импульс, образующийся в акте излучательной рекомбинации фотона, мал, то только его участия в акте излучательной рекомбинации недостаточно для выполнения этой балансировки. Поэтому невертикальные в  $\mathbf{k}$ -пространстве переходы идут с участием дополнительных частиц, обеспечивающих необходимое значение  $\Delta \mathbf{k}$ .

Так как одновременная локализация электрона и дырки в одной и той же точке координатного и  $\mathbf{k}$ -пространства имеет сравнительно малую вероятность, то между временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  выполняется соотношение  $\tau_1 \ll \tau_2$ . Иначе, после создания неравновесных электронно-дырочных пар электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне сравнительно быстро замедляются за счет соударений с ионами кристаллической решетки. В результате между электронной подсистемой и кристаллической решеткой, а также дырочной подсистемой и кристаллической решеткой устанавливается в известном смысле как бы равновесное состояние. Для характеристики этих равновесных подсистем можно воспользоваться статистикой Ферми—Дирака, введя энергию Ферми отдельно для электронов в зоне проводимости

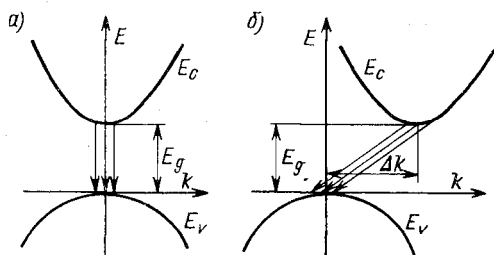


Рис. 8.9. Излучательная рекомбинация в полупроводниках с прямой (а) и непрямой (б) структурой зон

мости  $F_n$  и дырок в валентной зоне  $F_p$ . Энергия  $F_n$  (или  $F_p$ ) соответствует максимально возможной энергии, которую могут иметь в квазинеравновесном состоянии электроны в зоне проводимости (или дырки в валентной зоне) с вероятностью, равной 0,5. Функции распределения для квазинеравновесных электронной и дырочной подсистем имеют вид:

$$f_n(E, T) = \frac{1}{e^{(E-F_n)/kT} + 1}; \quad f_p(E, T) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F_p)/kT} + 1}. \quad (8.4)$$

Квазиуровни Ферми отмечены на энергетической диаграмме (рис. 8.8) как уровни, отвечающие наибольшей возможности энергии электронов в зоне проводимости  $F_n$  и дырок в валентной зоне  $F_p$ .

Рассмотрим функции распределения в квазинеравновесном состоянии для электронов в зоне проводимости и валентной зоне кристалла при различных энергиях возбуждающего света (энергиях накачки). Заполненные электронами состояния в зоне проводимости и в валентной зоне на рис. 8.10 заштрихованы. Ширина штрихов характеризует вероятность заполнения соответствующих состояний.

Энергия накачки такова (рис. 8.10, а), что создается относительно небольшая концентрация электронно-дырочных пар. В этом случае квазиуровни Ферми для электронов попадают в запрещенные зоны, т. е.  $F_n - F_p < E_g$ . Очевидно, что в этом случае вероятность заполнения электроном состояния, соответствующего дну зоны проводимости, меньше 0,5, а вероятность заполнения электроном состояния, отвечающего потолку валентной зоны, больше 0,5. Так как состояния в зоне проводимости заполняются электронами с меньшей вероятностью, чем состояния в валентной зоне, то инверсной плотности заселенности в этом случае не возникает.

При большей энергии накачки (рис. 8.10, б) концентрация электронно-дырочных пар может оказаться такой, что квазиуровни  $F_n$  и  $F_p$  окажутся соответственно в зоне проводимости и валентной зоне. При этом состояния вблизи дна зоны проводимости заполнены электронами с большей вероятностью, чем состояния

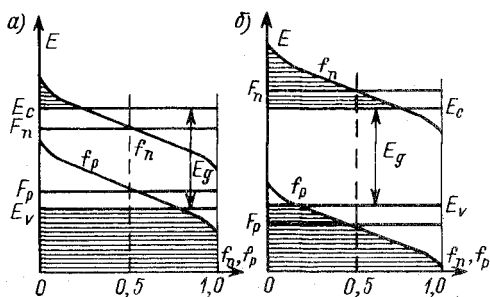


Рис. 8.10. Вероятность заполнения неравновесными носителями заряда энергетических зон в полупроводнике при малом (а) и большом (б) уровнях возбуждения

вблизи потолка валентной зоны. Нетрудно заметить, что в этом случае  $F_n - F_p \gg E_g$  и ситуация аналогична изображенной на рис. 8.8. Так как при условии  $F_n - F_p \gg E_g$  плотность заселенности уровней вблизи дна зоны проводимости меньше или равна плотности заселенности состояний вблизи потолка валентной зоны, то указанное условие однозначно определяет факт реализации состояния с инверсной плотностью заселенности в полупроводниках.

Условие возникновения инверсной плотности заселенности в квазиравновесном полупроводнике при  $F_n - F_p \gg E_g$  может быть обосновано в рамках строгой теории. Как известно, взаимосвязь между вероятностями поглощения и испускания фотона в единицу времени в процессах, изображенных на диаграмме рис. 8.8, определяется выражением

$$\frac{\text{Вероятность испускания}}{\text{Вероятность поглощения}} = \frac{n_v + 1}{n_v},$$

где  $n_v$  — вероятность заполнения фотонами данной моды электромагнитных колебаний (число фотонов в моде). В соответствии со статистикой Бозе—Эйнштейна имеем

$$n_v = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Известно, что коэффициент поглощения  $\alpha_0$  (в состоянии термодинамического равновесия) есть вероятность поглощения фотона на одной единице пути пробега в веществе. Тогда очевидно, что вероятность поглощения фотона в единицу времени будет  $\alpha_0 v_g$ , где  $v_g$  — групповая скорость волнового пакета. Так как в рассматриваемой моде содержится  $n_v$  фотонов, то число фотонов, поглощаемых в единицу времени, может быть вычислено как  $\alpha_0 v_g n_v$ , а число спонтанно излучаемых фотонов в условиях термодинамического равновесия  $\alpha_0 v_g$ .

Если рассмотреть излучение и поглощение в пределах всей спектральной линии, ширина которой составляет  $\Delta\nu$ , то необходимо учесть, что плотность электромагнитных мод, которые могут взаимодействовать с парой энергетических уровней, равна

$$N_v \Delta\nu = 2 \cdot 4\pi q^2 \Delta q, \quad (8.5)$$

где  $q = n_v v/c$  — значения волнового вектора излучения; множитель 2 учитывает две перпендикулярные поляризации. Таким образом, плотность фотонов, участвующих в переходах, будет  $P_v = n_v N_v \Delta\nu$  и, следовательно, число переходов в единицу времени составит  $\alpha_0 v_g P_v$ .

В общем случае в квазинеравновесном состоянии вероятности заполнения уровней определяются функциями Ферми  $f_n$  и  $f_p$ , содержащими характерные параметры  $F_n$  и  $F_p$ .

Тогда с учетом вышеизложенного число фотонов, спонтанно испускаемых в единицу времени в одной единице объема вещества

в пределах всей линии излучения, следует представить как

$$r_v dv = f_n f_p \alpha_0 v_g N_v \Delta v. \quad (8.6)$$

Аналогично скорость вынужденного излучения будет

$$f_n f_p \alpha_0 v_g P_v, \quad (8.7)$$

а скорость поглощения

$$(1 - f_n)(1 - f_p) \alpha_0 v_g P_v. \quad (8.8)$$

Обобщая три последних выражения, можем найти, что суммарный коэффициент поглощения  $\alpha$ , определяемый как разность между скоростями поглощения, а также спонтанного и вынужденного излучения, равен

$$\alpha = \alpha_0 (1 - f_n - f_p) = -\kappa, \quad (8.9)$$

где  $\kappa$  — коэффициент усиления полупроводника.

Используя выражения (8.5)–(8.9), получаем

$$\kappa = \frac{(f_n - f_p - 1)}{f_n f_p} \left( \frac{c^2}{8\pi n_g^2 v^2} \right) r_v.$$

С учетом выражений (8.4) для функций Ферми имеем

$$\kappa = \frac{c^2 r_v}{8\pi n_g^2 v^2} \left( 1 - e^{\frac{hv - \Delta F}{kT}} \right),$$

где  $hv = E_c - E_v = E_g$  есть энергия фотона;  $\Delta F = F_n - F_p$  — разность между квазиуровнями Ферми.

Из выражения (8.9) следует, что для получения отрицательного поглощения  $\kappa > 0$  необходимо выполнить неравенство  $f_n + f_p > 1$ , что возможно лишь при условии

$$F_n - F_p > E_g = E_c - E_v. \quad (8.10)$$

Наряду с рассмотренной здесь оптической накачкой состояние с инверсной плотностью населенности в полупроводниках может создаваться и другими способами. Широко используемыми на практике способами являются: 1) возбуждение за счет инжекции неосновных носителей заряда через  $p$ — $n$ -переход; 2) возбуждение электронным лучом; 3) возбуждение в сильном электрическом поле. Во всех этих случаях критерием реализации состояния с инверсной плотностью населенности остается условие (8.10).

### 8.3. ЛАЗЕРЫ НА ГОМОСТРУКТУРАХ

Наиболее легко и эффективно инверсия населенности достигается в  $p$ — $n$ -переходах за счет инжекции электронов.

Известно, что в сильнолегированных (вырожденных) полупроводниках, когда одному и тому же значению энергии соответствуют различные электронные или дырочные состояния, в  $p$ - и  $n$ -областях уровни Ферми находятся в пределах разрешенных



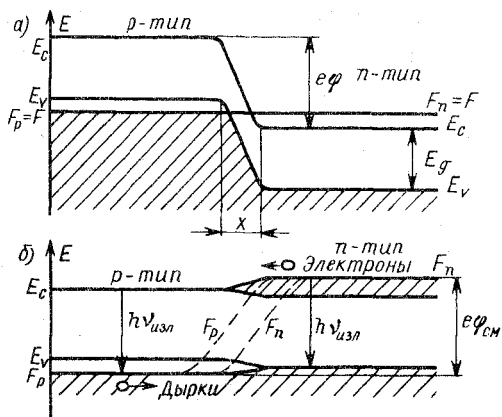


Рис. 8.11. Диаграмма энергетических уровней полупроводников  $n$ - и  $p$ -типов электропроводности для термодинамического равновесия (а) и большого прямого смещения  $e\varphi_{см}$  (б)

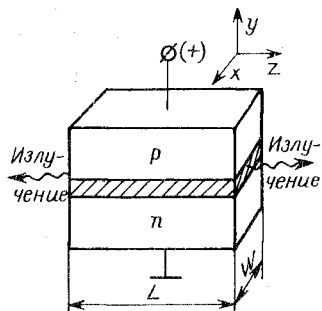


Рис. 8.12. Структура лазерного диода на  $p$ — $n$ -переходе

зон и при тепловом равновесии эти уровни для электронов и дырок совпадают (рис. 8.11, а). В области  $p$ — $n$ -перехода образуется потенциальный барьер, не позволяющий переходить основным носителям из зоны в зону. Если же к переходу приложить напряжение  $U$  в прямом направлении, то потенциальный барьер в области  $p$ — $n$ -перехода уменьшается на значение энергии, соответствующей этому напряжению. Как правило, это напряжение оказывается приложенным к переходу, вследствие чего равновесие носителей тока нарушается. Если при тепловом равновесии распределение электронов и дырок можно было описать с помощью квазиуровня Ферми, то при наличии приложенного электрического поля заполнение состояний нужно рассматривать отдельно для зоны проводимости и отдельно для валентной зоны. При включении прямого смещения возникает диффузионный поток электронов через  $p$ — $n$ -переход, который стремится поднять квазиуровень Ферми  $F_n$  для электронов в  $p$ -области до его уровня в  $n$ -области. Инжектированные электроны после диффундирования на небольшое расстояние, определяемое диффузионной длиной, рекомбинируют с дырками; в результате возникает стационарное состояние, при котором скорость рекомбинации электронов в точности сбалансирована скоростью их инжекции. Совершенно аналогичны рассуждения и для дырок в валентной зоне. При наличии стационарного состояния положение квазиуровней Ферми для двух типов носителей в области перехода меняется (рис. 8.11, б). Основные носители вытягиваются из контакта, чтобы обеспечить условие нейтральности.

В настоящее время гомоструктурные лазеры (лазерные диоды) в основном изготавливают из  $GaAs$  или  $Ga_{1-x}Al_xAs$ . Структура лазерного диода на  $p$ — $n$ -переходе представлена на рис. 8.12. Обычно

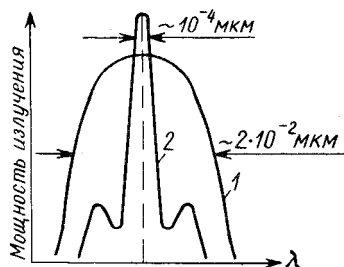


Рис. 8.13. Спектр излучения лазерного диода:  
1 — спонтанное; 2 — индуцированное

$p$ — $n$ -переход формируется путем эпитаксиального выращивания слоя  $p$ -типа на подложке  $n$ -типа. Электрический ток является источником энергии накачки, необходимой для создания инверсии населенности в активной зоне, примыкающей к  $p$  —  $n$ -переходу. Две параллельные торцовые поверхности изготавливаются путем скола по кристаллографической оси для работы в качестве зеркал резонатора и создания положительной оптической обратной связи, необходимой для генерации

излучения. В силу большого показателя преломления полупроводниковый материал коэффициент отражения от граней составляет 30—35%. Боковые грани лазерного кристалла имеют неровности, для того чтобы подавить поперечное нежелательное распространение света.

К основным параметрам, характеризующим лазерный диод, относятся спектр частот излучения (оптические моды), пороговый ток, выходная мощность излучения и эффективность работы.

Когда ток проходит через лазерный диод, то свет генерируется за счет инверсии населенности посредством спонтанного и стимулированного излучений. Вследствие отражения от торцов свет многократно проходит через активную область и преимущественно усиливается стимулированным излучением. Внутри лазерного диода устанавливается стоячая волна с целым числом полувольт между торцовыми поверхностями. Модовое число  $m$  задается числом полувольт

$$m = 2Ln/\lambda_0,$$

где  $L$  — расстояние между торцами;  $n$  — показатель преломления;  $\lambda_0$  — длина волны излучения в вакууме. Модовое разделение можно установить, взяв производную  $dm/d\lambda_0$ . Тогда

$$dm/d\lambda_0 = -2Ln/\lambda_0^2 + (2L/\lambda_0)(dn/d\lambda_0).$$

При  $dm = -1$ , что соответствует потере одной полуволны в резонаторе, получим выражение для модового разделения:

$$d\lambda_0 = \lambda_0^2 / \{2L [n - \lambda_0 (dn/d\lambda_0)]\}.$$

Спектр излучения лазерного диода представлен на рис. 8.13. Обычно существуют несколько продольных мод, имеющих длины волн вблизи пика спонтанной эмиссии. Модовое разделение для полупроводникового лазера на основе GaAs составляет  $d\lambda_0 \approx \approx 0,3$  нм. Для того чтобы лазер работал в одномодовом режиме, необходимо каким-либо способом подавить нежелательные боковые моды, оставив основную центральную.

Лазерный диод не сразу начинает излучать при приложении к нему напряжения от внешнего источника. При малом токе имеет место спонтанное излучение (рис. 8.13) с шириной спектра излучения в несколько сотых микрометра. По мере нарастания тока накачки в области  $p$ — $n$ -перехода создается высокая степень инверсии населенности и излучается больше света. Отдельные фотоны многократно проходят строго в плоскости  $p$ — $n$ -перехода и перпендикулярно к торцам диода усиливаются. С возрастанием тока накачки испускаемое диодом излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра и по пространственной расходимости. Когда возникает индуцированное излучение, интенсивность излучения увеличивается за счет образования большого количества электронно-дырочных пар в единицу времени. Спонтанное излучение подавляется вследствие того, что образовавшиеся первоначально фотоны повторяют себя при прохождении через активную область. Излучение лазерного диода, полученное при плотностях тока выше порогового, является когерентным. При этом форма кривой спектрального распределения резко изменяется от широкой кривой распределения спонтанной эмиссии 1 к кривой с несколькими узкими модами 2 (рис. 8.13).

Значение порогового тока в зависимости от природы материала и геометрических параметров можно получить из следующих рассуждений. Пусть в области  $p$ — $n$ -перехода существует светоизлучающий слой толщиной  $D$ , который больше толщины  $d$  слоя с инверсной населенностью. Так, в лазерном диоде из GaAs  $d \approx 1$  мкм,  $D \approx 10$  мкм. Тогда можно положить, что из всех существующих электронно-дырочных пар только часть  $d/D$  остается в активной области и может участвовать в индуцированном излучении.

Положим, что световая волна распространяется в кристалле и на каждую торцовую поверхность падает световой поток мощностью  $P_s$ , а коэффициент отражения торца  $\rho$ . При наличии лазерного излучения произведение  $\rho P_s$  экспоненциально увеличивается в зависимости от длины активной зоны  $L$ . Существующие потери световой волны значительно перекрываются лазерным усилением за счет индуцированного излучения. Каждый торец диода излучает свет мощностью  $P_{\text{вых}}/2 = (1 - \rho) P_s$ . Если  $\eta$  [см<sup>-1</sup>] — коэффициент потерь для волны при ее распространении в кристалле, а  $\kappa$  [см<sup>-1</sup>] — коэффициент усиления, то мощность в зависимости от пройденного волной расстояния вдоль активной области будет

$$P = \rho P_s \exp [\kappa (d/D) - \eta] z.$$

Усиление волны происходит только в области с инверсной населенностью, поэтому величину  $\kappa$  необходимо умножить на  $d/D$ , в то время как потери имеют место по всему объему и поэтому

коэффициент  $\eta$  не имеет такого множителя. Тогда при прохождении полем кристалла длиной  $L$  будем иметь:

$$P_s = \rho P_s \exp [\kappa (d/D) - \eta] L;$$

$$\ln (1/\rho) = [\kappa (d/D) - \eta] L.$$

Таким образом, условие лазерного излучения имеет вид

$$\kappa (d/D) - \eta + (1/L) \ln (1/\rho). \quad (8.11)$$

Коэффициент усиления  $\kappa$  связан с плотностью инжектированного тока. Выражение для величины  $\kappa$  будет

$$\kappa = g\lambda_0^2 I / (8\pi e n^2 d \Delta\nu), \quad (8.12)$$

где для GaAs при комнатной температуре квантовая эффективность  $g = 0,7$ , длина волн излучения в вакууме  $\lambda_0 = 9,0 \cdot 10^{-6}$  см, показатель преломления  $n = 3,34$  при  $\lambda_0$ ;  $\Delta\nu$  — ширина полосы спонтанного излучения,  $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^{13}$  с $^{-1}$ ;  $e$  — заряд электрона;  $d$  — толщина активной области,  $d = 10^{-4}$  см;  $I$  — плотность инжектируемого тока.

Выражение (8.12) справедливо для допорогового тока. Подставляя (8.12) в (8.11), получим

$$\frac{g\lambda_0^2 I}{8\pi e n^2 \Delta\nu D} = \eta + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\rho}. \quad (8.13)$$

Левая часть в выражении (8.13) описывает усиление волны за один проход, а правая часть — потери. Из (8.13) найдем значение порогового тока, достаточное для покрытия потерь:

$$I = \frac{8\pi e n^2 \Delta\nu D}{g\lambda_0^2} \left( \eta + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\rho} \right). \quad (8.14)$$

Слагаемое  $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{\rho}$  определяет потери на излучение. Коэффициент отражения может быть выражен через коэффициент пропускания  $\tau = 1 - \rho$ , и тогда разложение  $\ln [1/(1 - \tau)]$  в ряд имеет вид

$$(1/L) \ln (1/\rho) = (1/L) \ln [1/(1 - \tau)] =$$

$$= (1/L) [\tau - (\tau^2/2) + (\tau^3/3) - (\tau^4/4) + \dots].$$

Пренебрегая членами высокого порядка по  $\tau$ , найдем

$$(1/L) \ln (1/\rho) \approx \tau/L.$$

Тогда выражение (8.14) представим в виде

$$I = \frac{8\pi e n^2 \Delta\nu D}{g\lambda_0^2} (\eta + \tau/L). \quad (8.15)$$

Формула (8.15) справедлива для приближенных расчетов. Так, для GaAs при  $T = 0$  К отбрасывание членов  $\tau^2$  и более высокого порядка приводит к неточному подсчету порогового тока. Из формулы (8.15) также следует, что для уменьшения  $I$  необходимо уменьшить  $D$  и наиболее оптимальным условием будет  $D = d$ .

Это условие практически удается осуществить на гетероструктурах, где имеет место одно- и даже двухстороннее ограничение оптического поля.

Выходная мощность и эффективность лазерных диодов могут быть приближенно оценены, если исходить из следующих рассуждений. Рассмотрим потери внутри диода на небольшом расстоянии  $\Delta z$  (рис. 8.12). В первом приближении мощность потерь равна

$$P_{\text{пот}} = P [1 - e^{-\eta \Delta z}] \approx P [1 - \eta \Delta z] = \eta P \Delta z.$$

Тогда поглощаемая мощность на длине  $L$  составит

$$P_{\text{пот}} = \int_{z=0}^L dP_{\text{пот}} = \eta \int_0^L P dx.$$

Мощность генерации за один проход будет равна

$$P_{\text{ген}} = \int_{z=0}^L dP_{\text{ген}} = \kappa \frac{d}{D} \int_0^L P dx.$$

Эффективность лазерного диода по генерируемой мощности будет

$$g_r = (P_{\text{ген}} - P_{\text{пот}}) / P_{\text{ген}} = [\kappa (d/D) - \eta] / (\kappa d/D).$$

Подставляя значения из выражения (8.11), получим

$$g_r = (1/L) \ln (1/\rho) / [\eta + (1/L) \ln (1/\rho)]. \quad (8.16)$$

В данном выражении коэффициент потерь  $\eta$  определяет внутризонное поглощение и поглощение на свободных носителях, а также потери на дефектах кристаллической решетки, приводящие к рассеянию. Мощность на выходе лазерного диода можно определить по формуле

$$P_{\text{вых}} = g_r P_{\text{вн}} = g_r [(I/\epsilon) g (LW) h\nu],$$

где  $P_{\text{вн}}$  — мощность, генерируемая внутри лазерного диода за один проход;  $L$ ,  $W$ ,  $\nu$  — длина, ширина, частота генерации. Представляя значение  $g_r$  из (8.16), получим

$$P_{\text{вых}} = \{(1/L) \ln (1/\rho) / [\eta + (1/L) \ln (1/\rho)]\} [(Ig/e) (LW) h\nu]. \quad (8.17)$$

В выражении (8.17)  $P_{\text{вых}}$  характеризует мощность излучения с обеих торцовых поверхностей лазерного диода. Общая эффективность лазерного диода по мощности определяется выражением

$$g_{\text{полн}} = P_{\text{вых}} / P_{\text{вн}} = g \{(1/L) \ln (1/\rho) / [\eta + (1/L) \ln (1/\rho)]\}. \quad (8.18)$$

Выражение (8.18) справедливо для порогового и выше порогового режимов при комнатной температуре. Для плотностей тока ниже порогового это выражение несправедливо. С повышением температуры имеет место увеличение  $\eta$ , уменьшение  $g$  и  $P_{\text{вых}}$ . Поэтому для уменьшения отрицательного влияния нагрева  $p$ —

*n*-перехода лазерные полупроводниковые диоды работают в импульсном режиме, при котором плотности тока в лазерном режиме составляют около  $10^4$  А/см<sup>2</sup>. Но поскольку площадь диода приблизительно  $10^{-3}$  см<sup>2</sup>, максимальный ток достигает 10 А. Гетероструктурные лазеры позволяют, как отмечалось ранее, за счет ограничения оптического поля работать при комнатной температуре при резком уменьшении тока накачки. Таким образом, в объеме полупроводника созданы высокие концентрации электронов и дырок. Рекомбинация носителей происходит в непосредственной близости от перехода с последующим излучением.

Чем большее количество носителей тока инжектируется в область *p*—*n*-перехода, т. е. чем больше ток через переход, тем больше будет актов рекомбинации электронов и дырок и тем больше будет интенсивность излучения и коэффициент усиления полупроводника. Такому полупроводнику можно обеспечить положительную обратную связь, и в этом случае будет иметь место генерация. Положительная обратная связь у полупроводниковых лазеров обеспечивается парой отражающих зеркал, образующих интерферометр Фабри—Перо. У полупроводниковых лазеров отражающими зеркалами служат сколотые относительно определенной кристаллографической оси грани кристалла. Коэффициент отражения граней достигает 30—35%, что является достаточным для обеспечения условия самовозбуждения.

После достижения порогового тока через *p*—*n*-переход наблюдается излучение на нескольких модах, каждая из которых характеризуется значительной спектральной шириной, составляющей около 25 МГц. С возрастанием тока через *p*—*n*-переход ширина спектра уменьшается и может составлять 150 кГц. Модовая структура излучения зависит от геометрии резонатора. Ввиду небольших его размеров расходимость излучения лазера определяется в общем случае дифракционным пределом

$$\delta\theta = 1,22\lambda/D,$$

где *D* — апертура резонатора. Для  $\lambda = 0,73$  мкм и  $D = 12 \times 24$  мкм расходимость составляет 5 и 2,5° в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Разница частот между продольными модами значительно меньше, чем следует из выражения для резонансных частот:

$$m\lambda/n = 2L,$$

где *m* — целое число; *n* — показатель преломления; *L* — длина оптического резонатора. Этот эффект определяется зависимостью показателя преломления от частоты. Коэффициент усиления полупроводниковых лазеров может быть порядка 1000 при силе тока в несколько ампер. КПД полупроводниковых лазеров значительно выше, чем у гелий-неонового или рубинового. Особенно он высок у полупроводниковых лазеров, работающих при глубоком охлаждении. Типичный лазер на GaAs может работать в импульсном

Таблица 8.1

## Характеристики полупроводниковых лазеров

Полупроводник	Длина волны излучения, мкм	Рабочая температура, К	Пороговый ток, А/см <sup>2</sup>	Показатель преломления
InP	0,9	77	$3 \cdot 10^3$	3,26
InS	3,1	4,2	$10^3$	3,42
GaAs	0,84	77	$10^3$	3,3
GaSb	0,78	12	$10^3$	3,74
PbTe	6,5	12	$10^3$	5,75

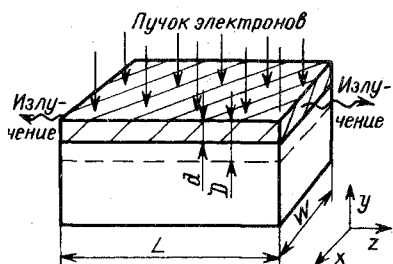


Рис. 8.14. Схема лазера, накачиваемого электронным пучком

или непрерывном режиме при низких температурах или в импульсном режиме при комнатной температуре. Некоторые

характеристики полупроводниковых лазеров приведены в табл. 8.1.

Инверсия населенности в  $p$ — $n$ -переходе может быть достигнута также за счет бомбардировки быстрыми (до 1 МэВ) электронами полупроводников с прямыми переходами. Механизм создания инверсии населенности при бомбардировке полупроводника быстрыми электронами состоит в следующем. Пучок электронов в вакуумной камере направляется на кристалл полупроводника со сколотыми гранями (рис. 8.14). В кристалле образуются электронно-дырочные пары, причем на образование одной пары тратится энергия, в 3—5 раз превышающая ширину запрещенной зоны в полупроводнике, поскольку значительная часть энергии быстрых электронов идет на взаимодействие с кристаллической решеткой полупроводника. Тем не менее, электрон с энергией 50 кэВ в GaAs образует в среднем  $10^4$  электронно-дырочных пар. Таким образом, требуемый ток электронного пучка намного меньше тока, который должен проходить через  $p$ — $n$ -переход. В кристалле образуется слой активного вещества с инверсной населенностью. Толщина этого слоя определяется энергией быстрых электронов и составляет несколько десятков микрометров, что на порядок выше, чем у инжекционных полупроводниковых лазеров. Этот факт приводит к тому, что у лазеров с накачкой быстрыми электронами импульсная мощность излучения значительно выше.

После достижения порога генерации происходит лавинообразный процесс рекомбинации образовавшихся электронно-дырочных пар с последующим излучением. Для снижения порога генерации полупроводниковые кристаллы охлаждают. Лазеры работают, как правило, в импульсном режиме, поскольку у них слишком высокий порог генерации, который не удается практически обеспечить в непрерывном режиме.

В настоящее время получена генерация у полупроводниковых лазеров на основе CdTe, CdSe, CdS, ZnS, GaSb, PbSe, GaAs при

их бомбардировке быстрыми электронами. Длины волн излучения лежали в диапазоне от УФ-области до ближней ИК-области спектра. Охлаждение полупроводникового лазера до температуры жидкого азота ограничивает применение полупроводниковых лазеров с накачкой быстрыми электронами. Кроме того, бомбардировка полупроводникового кристалла быстрыми электронами вызывает рентгеновское излучение, которое требует специальной защиты. Защита вместе с громоздкой криогенной системой значительно увеличивает габаритные размеры и массу лазера. Из-за этих причин лазеры находят ограниченное применение в практике.

Электроны высоких энергий не проникают глубоко в полупроводник. Большинство электронно-дырочных пар, формирующих слой инверсной населенности, возникает на глубине в несколько микрон от бомбардируемой поверхности. Так, при энергии электронного потока в 50 кэВ толщина слоя с инверсной населенностью составляет в GaAs около 4 мкм.

В отличие от инжекционных лазеров и лазеров с электронной накачкой еще имеются полупроводниковые лазеры с туннельной инжекцией. Эти лазеры накачиваются током электронов или дырок, которые достигают активной области путем туннелирования через энергетический барьер. Указанные лазеры пока еще не приобрели большой известности из-за технологических трудностей их изготовления с приемлемой плотностью накачки.

#### 8.4. ЛАЗЕРЫ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

В предыдущих параграфах отмечалось, что обычные лазерные фотодиоды имеют большое значение порогового тока. Это объясняется несколькими причинами, и прежде всего тем, что генерируемая в окрестности  $p-n$ -перехода световая волна распространяется не только в активной области, но и за ее пределами, где не выполняются условия инверсности населенности. Еще одной причиной является то, что часть инжектируемых электронов, обладая большой длиной свободного пробега, проскакивает активную часть  $p-n$ -перехода и не участвует в образовании электронно-дырочных пар.

Для того чтобы устранить отмеченные выше недостатки и повысить эффективность работы лазерных диодов, необходимо ограничить зону распространения генерируемого света и инжектируемых электронов и обеспечить условия, чтобы эти процессы протекали только в активной области. Желаемые свойства оптического ограничения могут быть получены на гетеропереходных структурах. Самым простым из них является лазер с одинарным гетеропереходом (ОГ), представленный на рис. 8.15, а. Излучающий  $p-n$ -переход образуется между GaAs и  $Ga_{(1-x)}Al_xAs$  посредством специальной технологической обработки. Если концентрации примесей примерно одинаковы на обеих сторонах  $p-n$ -перехода, то инжекционный ток будет существовать за счет



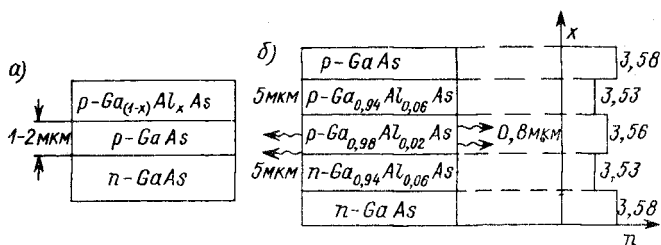


Рис. 8.15. Лазерные диоды с одинарной (а) и двойной (б) гетероструктурой

электронов, инжектируемых в слой  $p$ -типа, поскольку эффективная масса электронов почти на порядок меньше эффективной массы дырок. Поэтому слой с инверсной населенностью будет находиться в  $p\text{-GaAs}$ , толщина которого соизмерима с длиной диффузии инжектируемых электронов. Таким образом, область инверсии населенности ограничена толщиной, где в основном и происходит рекомбинация электронов с последующим излучением.

В ОГ-лазере оптическое ограничение происходит с одной стороны, отсюда желаемый результат, т. е. повышение эффективности работы гетеролазера, реализуется частично, а поэтому у ОГ-лазера значение порогового тока выше, чем у лазера с двойной гетероструктурой (рис. 8.15, б). Поскольку удалось уменьшить значение порогового тока у ОГ-лазера, это дало возможность использовать его работу при комнатной температуре, но только в импульсном режиме накачки. В непрерывном режиме накачки при комнатной температуре работают лазеры с двойной гетероструктурой (ДГ).

Профиль показателя преломления ДГ-лазера в направлении, перпендикулярном к  $p$ — $n$ -переходу, показан на рис. 8.15, б. Толщина активного слоя составляет менее 1  $\mu\text{m}$ . При этом по всему слою создается инверсная населенность. Если в ОГ-лазерах толщина активного слоя соизмерима с длиной диффузии инжектируемого электрона, то в ДГ-лазерах толщина меньше этой длины. Кроме того, в ДГ-лазерах обеспечивается оптическое ограничение с двух сторон активной зоны. Эти обстоятельства приводят к тому, что ДГ-лазеры являются высокоэффективными приборами и характеризуются минимальным пороговым током, что позволяет осуществлять непрерывную накачку электрическим током при комнатной температуре.

В предыдущем параграфе отмечалось, что ограничение оптического слоя в области  $p$ — $n$ -перехода благоприятно влияет на пороговую плотность тока  $I_n$ , мощность излучения  $P_{\text{изл}}$  и эффективность лазерного диода  $g$ . Эти параметры можно рассчитать, используя формулы (8.15), (8.17) и (8.18). Необходимо только для каждого конкретного случая знать отношение  $d/D$ . Нахождение этого отношения при условии двухстороннего ограничения оптического поля представляет собой сложную задачу, решение

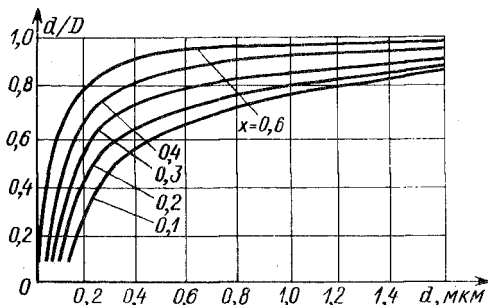


Рис. 8.16. Зависимость фактора ограничения  $d/D$  от толщины активного слоя  $d$  в симметричной структуре из  $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}$

$d \leq 0,07\lambda_0/x^{1/2}$ , где  $x$  — часть атомов Al в ограничивающих слоях. Отношение  $d/D$  (его еще называют ограничивающим фактором) дается выражением

$$d/D \approx \int_0^{d/2} E_0^2 e^{-2\gamma x} dx \left/ \int_0^\infty E_0^2 e^{-2\gamma x} dx \right.,$$

где  $E_0$  — максимальная амплитуда поля;  $\gamma$  — величина, определяемая из формулы  $\gamma \approx [(n_a^2 - n_c^2) k^2 d]/2$ , где  $n_a$  и  $n_c$  — показатели преломления в активном и ограничивающих слоях соответственно;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число. Значения фактора ограничения для трехслойной симметричной структуры  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} - \text{GaAs} - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  приведены на рис. 8.16 для различных значений  $d$  и  $x$ . Из рисунка видно, что полного ограничения можно достичь в активной области толщиной 0,4 мкм при составе атомов Al, равном 0,6.

Для улучшения выходных характеристик гетероструктурного лазера в процессе получения гетероструктуры создают условия, обеспечивающие ограничение носителей заряда в активной области. Для структуры, изображенной на рис. 8.15, б, диаграмма энергетических зон приведена на рис. 8.17. Из-за того, что ширина запрещенной зоны у полупроводника больше в области с увеличенной концентрацией атомов Al, возникают смещения в зоне проводимости на  $p-p^+$ -переходе ( $\Delta E_c$ ) и в валент-

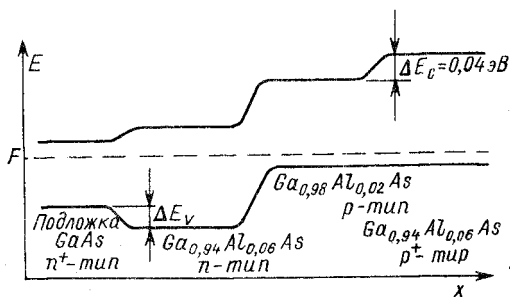


Рис. 8.17. Диаграмма энергетических зон гетероструктурного лазера с двойной гетероструктурой  $n^+-n-p-p^+$  без приложенного внешнего напряжения

ной зоне на  $n$ — $p$ - и  $n^+$ — $n$ -переходах ( $\Delta E_c$ ). Когда к такой структуре прикладывается прямое напряжение смещения, электроны инжектируются из  $n^-$  в  $p$ -область. Скачок зоны проводимости на  $p$ — $p^+$ -границе раздела на  $\Delta E_c$  обеспечивает энергетический барьер для инжектируемых электронов, производя тем самым ограничение их в  $p$ -области и увеличивая вероятность их рекомбинации с дырками. Скачок валентной зоны на  $n$ — $p$ -переходе  $\Delta E_c$  повышает уже существующий потенциальный барьер, препятствующий инжекции дырок в  $n$ -область, улучшая тем самым инжекционную эффективность. Таким образом, у двойной гетероструктуры имеет место тенденция ограничения как основных, так и инжектируемых неосновных носителей в активной зоне. Это обеспечивает хорошие условия для получения более эффективной инверсной населенности. Значит, ДГ-лазеры обеспечивают более высокие выходные характеристики по сравнению с ОГ-лазерами, и тем более по сравнению с гомопереходными лазерами. Сравнение технических характеристик этих лазеров показывает, что если у гомоструктурного лазера пороговая плотность тока равна  $10^4$  А/см<sup>2</sup> при квантовой эффективности 10%, то у ОГ-лазера пороговая плотность тока равна  $10^3$  А/см<sup>2</sup>, а квантовая эффективность доходит до 40%. Эти лазеры, как отмечалось выше, работают только в импульсном режиме. У ДГ-лазеров пороговая плотность тока равна 700—800 А/см<sup>2</sup>, а квантовая эффективность составляет 55%. Эти лазеры работают в непрерывном режиме.

Однако ДГ-лазеры отличаются тем недостатком, что у них большая угловая расходимость луча (20—40°) в плоскости, перпендикулярной к плоскости перехода, из-за дифракции света в тонком активном слое, в то время как у гомоструктурных и ОГ-лазеров угловая расходимость составляет 15—20°. У всех рассмотренных выше типов лазеров угловая расходимость луча в плоскости перехода составляет не более 10°.

## 8.5. ЛАЗЕРЫ

### С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Описанные в предыдущих параграфах полупроводниковые лазеры имеют оптический резонатор, представляющий собой отражающие зеркала в виде торцовых граней кристалла. В связи с бурным развитием интегральной оптики уже в настоящее время создаются оптические интегральные схемы (ОИС), аналогичные электронным интегральным схемам. Разница состоит в том, что в ОИС оптический сигнал распространяется по световодам, управляется с помощью модуляторов, фиксируется фотоприемниками. В ОИС лазерные диоды монолитно объединены в полупроводниковой пластине с другими оптическими элементами и поэтому трудно сформировать отражающие торцы излучающего кристалла. Существует иное решение этой проблемы — использование распределенной обратной связи на дифракционной решетке бреггов-

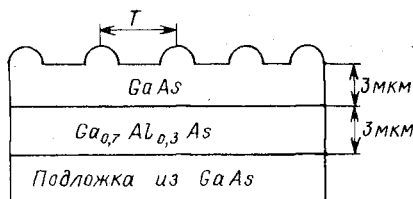


Рис. 8.18. Сечение оптически накачиваемого лазера с распределенной обратной связью

ского типа. Такая решетка создается путем гофрирования поверхности раздела между полупроводниковыми слоями, образующими лазерную структуру (рис. 8.18). Гофр обеспечивает отражение светового потока на угол  $180^\circ$  лишь на вполне определенных длинах волн в зависимости от периода дифракционной решетки.

Условие Брегга для структуры, приведенной на рис. 8.18, можно представить в виде

$$2T = m (\lambda_0/n_g), \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (8.19)$$

где  $T$  — период гофра;  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме;  $n_g$  — эффективный показатель преломления для рассматриваемого волнового поля. Условие (8.19) позволяет определить отражение под углом  $180^\circ$  оптической волны, распространяющейся в непосредственной близости к решетке. Надо иметь в виду, что волны распространяются в области с инверсной населенностью и распределенная обратная связь приводит к генерации.

Следует отметить, что в настоящее время достаточно хорошо отработаны технологические приемы получения периодической структуры лазеров с распределенной обратной связью. Приемы состоят в маскировании с последующим травлением поверхности волновода либо химическим способом, либо ионно-лучевым распылением.

При выполнении условия (8.19) длина волны в вакууме может быть определена по формуле  $\lambda_0 = 2Tn_g/m$ .

Решетка способна отражать на многих продольных модах, соответствующих различным числам  $m$ . Однако внутри полосы излучения лазера лежит, как правило, одна мода.

Создание лазеров, позволяющих получить когерентное рентгеновское и гамма-излучение, представляет собой проблему, над решением которой работают ученые вот уже более пятнадцати лет. Эти лазеры найдут широкое практическое применение в силу своих высоких энергетических параметров излучения. Однако при создании рентгеновских, гамма-лазеров и лазеров на свободных электронах возникают трудности, не разрешенные до конца и в настоящее время. Одна из них состоит в получении для первых двух лазеров эффективных источников накачки, позволяющих обеспечить необходимую инверсию населенности излучающих частиц в активной среде. Вторая трудность связана с созданием лазерных резонаторов, работающих в столь коротком диапазоне длин волн. Оптические элементы, используемые в обычных газовых или твердотельных лазерах, в рентгеновском или гамма-диапазоне применить невозможно. Поэтому создание положительной обратной связи и вывод энергии из резонатора представляют собой сложную проблему. Третья трудность состоит в выборе и недостаточно разработанной технологии изготовления активных элементов лазеров.

### 9.1. РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Рентгеновский лазер относится к группе плазменных лазеров, поскольку активной средой является объемно-рекомбинирующая плазма. Рентгеновские лазеры работают в импульсном или непрерывном режиме. Так, в отличие от обычных импульсных газовых лазеров они используют задний фронт импульса накачки (послесвечение), в то время как обычные газовые импульсные лазеры — передний фронт импульса накачки. В случае непрерывного режима работы у рентгеновского лазера необходимо поддерживать объемное охлаждение электронов при повышенной степени ионизации плазмы. Такую плазму можно создать за счет значительной энергии электронного луча или энергии ядерного взрыва.

В плазменной активной среде создаются условия, усиливающие свет. В простом представлении усиливающая среда является двухуровневой системой, состоящей из атомов, ионов, молекул с энергией  $E_a$  и  $E_b$ , причем  $E_a < E_b$ . Если свет интенсивностью  $I$  падает на такую среду, то произведения  $I\sigma_{ba}N_a$  и  $I\sigma_{ab}N_b$  опре-

деляют скорости поглощения и индуцированного излучения фотонов в единице объема среды (здесь  $\sigma_{ba}$  и  $\sigma_{ab}$  — сечения фотопереходов между уровнями,  $N_a$  и  $N_b$  — их населенности). При наличии термодинамического равновесия выполняется равенство  $\sigma_{ba}g_a = \sigma_{ab}g_b$ , поэтому изменение интенсивности света, распространяющегося вдоль оси  $z$ , описывается формулой

$$dI/dz = \sigma_{ab}(N_b - g_b N_a/g_a) I,$$

где  $g_a$  и  $g_b$  — статистические веса.

При термодинамическом равновесии разность  $\Delta N = N_b - g_b N_a/g_a$  отрицательна, поскольку среда всегда поглощает излучение. При наличии усиления света для инверсной среды имеем:

$$\Delta N > 0; \quad N_b > g_b N_a/g_a.$$

В плазме распределение свободных электронов описывается параметрами  $N_e$  (концентрацией) и  $T_e$  (температурой). Различают два типа неравновесности: ионизационную и рекомбинационную. Лазеры на основе ионизационно-неравновесной среды принято называть газовыми, на основе рекомбинационно-неравновесной — плазменными. Для газовых лазеров выполняется условие

$$\alpha < \alpha_{\text{равн}}(N_e, T_e),$$

для плазменных — условие

$$\alpha > \alpha_{\text{равн}}(N_e, T_e),$$

где  $\alpha$  и  $\alpha_{\text{равн}}$  — степень ионизации неравновесной и равновесной плазмы соответственно.

Механизм работы плазменного лазера можно представить исходя из следующих рассуждений. После элементарного акта нейтрализации зарядов электроны переходят в основное состояние атомов, молекул или ионов не сразу, а только после ряда переходов между возбужденными состояниями. Совокупность этих переходов образует рекомбинационный поток по возбужденным состояниям. Этот поток в одних состояниях задерживается, а через другие протекает быстро. Процесс рекомбинационной релаксации складывается из многих элементарных актов. В одних случаях при фоторекомбинации положительного иона и электрона образуются атомы в основном состоянии. В других случаях образуются атомы (молекулы или ионы более низкой кратности) в возбужденных состояниях. Такие процессы могут протекать по следующим схемам: 1) прилипание электрона к иону при участии третьей частицы, уносящей выделившуюся энергию (роль третьей частицы играет, как правило, электрон); 2) прилипание электрона к молекулярному иону с последующей диссоциацией; 3) нейтрализация отрицательного и положительного ионов. Затем из возбужденных состояний электроны переходят на энергетически более низкие уровни с излучением энергии. В этом и состоит

процесс рекомбинации. Основную роль среди таких переходов играют обычно акты девозбуждения электронным ударом и спонтанные радиационные переходы.

Приведенная выше схема релаксации соответствует простейшей модели кинетики заселенности рабочих уровней  $a$  и  $b$  активной среды плазменного лазера. Если плазма переохлаждена, то переходами  $a \rightarrow b$  можно пренебречь. Будем считать, что весь рекомбинационный поток протекает через верхний рабочий уровень  $b$  (рис. 9.1). В установившемся режиме имеем:

$$\left. \begin{aligned} dN_a/dt &= k_{ab}N_b - k_aN_a = 0; \\ dN_b/dt &= N_i/\tau_{\text{рек}} - k_bN_b = 0, \end{aligned} \right\} \quad (9.1)$$

где  $\tau_{\text{рек}} = |(1/N_i)(dN_i/dt)|_{\text{рек}}$  — характерное время рекомбинации иона;  $k_a$ ,  $k_b$ ,  $k_{ab}$  — кинетические коэффициенты ( $k_a$  и  $k_b$  — величины, обратные характерным временам разрушения уровней  $a$  и  $b$ ;  $k_{ab}$  — определяет число переходов в единице объема в единицу времени).

Из первого выражения (9.1) можно определить условие инверсии

$$\delta_{ab} = (N_a/g_a)/(N_b/g_b) = k_{ab}g_b/k_ag_a < 1.$$

При этом коэффициент усиления активной среды, соответствующей полной очистке нижнего рабочего состояния, будет  $\kappa = \sigma_{ab}N_b$ .

Максимальная удельная мощность генерации равна

$$P_{\text{max}} = N_i E_{ab} / \tau_{\text{рек}}.$$

При этом  $\kappa_{\text{max}} = \sigma_{ab}N_i/\tau_{\text{рек}}k_b$ .

На основе приведенных выше рассуждений можно сделать вывод, что, во-первых, для получения инверсии населенности следует обеспечить эффективную очистку нижнего рабочего состояния, т. е. подобрать такие параметры плазмы и выбрать в качестве ее основы атом (молекулу, ион) с таким расположением уровней, чтобы обеспечивалось достаточно большое значение  $k_a$ . Во-вторых, для достижения больших коэффициентов усиления и больших удельных мощностей нужно готовить интенсивно-рекомбинационную плазму.

В ряде случаев получить активную среду для плазменного лазера при выполнении перечисленных выше условий значительно легче, чем для ионизационных (газовых) лазеров. Свойство плазмы

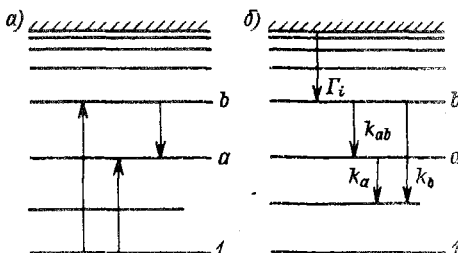


Рис. 9.1. Схема накачки и очистки рабочих уровней газового (а) и плазменного (б) лазеров

газовых лазеров таково, что с увеличением плотности газа и температуры свободных электронов становится все труднее обеспечивать инверсность путем заполнения состояния  $b$  из основного, минуя нижний рабочий уровень  $a$  (рис. 9.1).

Предположим, что контур спонтанной линии перехода  $b \rightarrow a$  доплеровский, тогда его ширина равна  $\Delta\omega = 2\pi^{3/2}v\lambda^{-1}$ , где  $v$  — средняя хаотическая скорость излучающих ионов. Можно оценить необходимую в плазме населенность  $N_a$  и  $N_b$  рабочих уровней, при которых коэффициент усиления активной среды будет

$$\kappa = \lambda^2 A_{ab} (N_b - g_b N_a / g_a) / 4 \Delta\omega,$$

где  $A_{ab}$  — вероятность перехода. Усиление имеет место в том случае, если коэффициент усиления будет больше некоторого порогового значения  $\kappa_{\text{пор}}$ . Пороговая населенность верхнего рабочего состояния при этом описывается формулой

$$N_{\text{пор}} = 8\pi^{3/2}v\kappa_{\text{пор}}/\lambda^3 A_{ab}.$$

Можно рассчитать пороговую удельную энергию источника для образования инверсной среды:

$$W_{\text{пор}} = hcN_{\text{пор}}/\lambda\delta, \quad (9.2)$$

где  $\delta$  — доля перехода  $b \rightarrow a$  в средней энергии, затрачиваемой внешним источником на образование одного иона в состоянии  $b$ .

Из формул (9.2) можно определить  $W_{\text{пор}}$  для создания активных сред даже на коротких волнах  $\lambda$ . Так, при  $\lambda = 0,1$  нм и  $f_{ab}\delta = 10^{-2}$  условие  $W > W_{\text{пор}}$  будет выполнено, если лазерную энергию в  $10^3$  Дж сфокусировать цилиндрической линзой в объем  $LS = 10$  см  $\cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>. Требования к скорости накачки и мощности источника представляются невыполнимыми. Соответствующие пороговые величины можно определить по формулам:

$$G_{\text{пор}} = N_{\text{пор}}/\tau_{\text{эф}}; \quad P_{\text{пор}} = W_{\text{пор}}/\tau_{\text{эф}},$$

где  $\tau_{\text{эф}}$  — эффективное время распада верхнего состояния.

Для эффективного излучения плазмы на рабочем переходе необходимо обеспечить малые времена ее охлаждения, что является в настоящее время сложной, но осуществимой задачей. Например, имеем лазерную плазму, образованную сфокусированным излучением мощного лазера и адиабатически охлаждающуюся в ходе разлета в вакуум. При длине волны усиливаемого излучения  $\lambda = 5,0 \div 20,0$  нм лазер, накачивающий в среду энергию, должен иметь длину волны не меньше, чем  $\lambda_0 = 10^2 \div 3 \cdot 10^2$  нм. Мощность же лазера накачки при объеме создаваемой им плазмы  $LS = 10$  см  $\cdot 0,1$  см<sup>2</sup> должна составлять  $P = 10^{11} \div 10^{13}$  Вт. Оценки показывают, что охлаждение должно протекать за время, меньшее чем  $\tau_{\text{охл}} = 3 \cdot 10^{-8}$  с.

Таким образом, для реализации рентгеновского лазера необходимо подобрать материал для образования плазмы, режимы ее получения и существования. Имеется несколько возможностей



достижения инверсной населенности в рентгеновском диапазоне. Одна из них — электронно-столкновительное возбуждение Ne-подобных ионов.

В данном случае лазерная генерация возникает в результате переходов с уровней возбужденных состояний  $3P$  на  $3S$ . Энергетическое расстояние между этими уровнями велико в более тяжелых 10-электронных ионах, которые могут быть получены при отрывании внешних электронов в нейтральных атомах Se и Y. Устойчивость замкнутой 10-электронной оболочки в этих элементах позволяет сохраниться ионам достаточно длительное время для достижения лазерной генерации. При выборе данной плазмы исходят из условий минимизации захвата переходом  $3S \rightarrow 2P$  и создания минимальной температурной неоднородности.

Эксперимент при создании подобной плазмы проводится так, что импульс второй гармоники лазера на неодимовом стекле ( $\lambda = 534$  нм) с длительностью 450 пс направляется на тонкопленочную мишень, представляющую собой нанесенные на пластмассовую подложку металлические полосы длиной 1—2 см, шириной 0,9 мм и толщиной 150 нм. Лазерная генерация наблюдалась от испаренной под действием неодимового луча плазмы на длинах волн 20,6 и 20,9 нм для Se и 15,5 нм для Y. Получена генерация на длине волны 13 нм в Mg, 10 нм в Mo. Эффективность преобразования по энергии составляла  $10^{-5}$  при энергии накачки 2 кДж.

Получение рентгеновского излучения возможно при возбуждении Ne-подобных ионов (двухэлектронных ионов). Их энергетические спектры и систематика уровней во многом повторяют атом гелия, у которого имеются метастабильные состояния  $2^1S$  и  $2^3S$ . Уровни  $2^1S$  и  $2^3S$  ионов (главное квантовое число  $n = 2$ ) существенно отстоят от резонансного уровня  $2^1P$ , вероятность излучения с которого максимальна.

## 9.2. ГАММА-ЛАЗЕРЫ

Способ генерации гамма-излучения с помощью радиоактивных кристаллов, содержащих долгоживущие ядерные изомеры, был предложен еще в 1972 году. Ядерная изометрия заключается в существовании ядер с одинаковыми числами протонов и нейтронов, но с различными характерными временами радиоактивного распада.

Гамма-излучение можно получить только на основе переходов между энергетическими уровнями ядер. Здесь имеются две возможности: либо использовать радиоактивные вещества с относительно небольшим периодом полураспада (часы, сутки), либо создать активную среду, возбуждаемую гамма- и гамма-нейтронным излучением. Для реализации первого способа должна быть разработана технология получения радиоактивных изотопов с относительно небольшим периодом полураспада, из которых затем

необходимо вырастить кристалл в виде активного элемента гамма-лазера. Этот элемент должен обеспечить большой коэффициент усиления и иметь большую протяженность при малом поперечном сечении для обеспечения направленного излучения. Для реализации второго способа получения гамма-излучения нужно использовать источники накачки с гигантской энергией, достижимой лишь при ядерных взрывах, поскольку метастабильных уровней активная среда не имеет и активатор живет в возбужденном состоянии малое время, порядка  $10^{-12}$  с.

Процесс вынужденного испускания возбужденными ядрами под влиянием гамма-квантов в резонансных условиях характеризуется большим значением эффективного поперечного сечения

$$\sigma = \frac{\lambda^2 (1 + 2s_2) B}{2\pi (1 + 2s_1) \Gamma \tau (1 + k)},$$

где  $\lambda$  — длина волны резонансного гамма-излучения;  $k$  — постоянная сверхтонкой структуры;  $s_1$  и  $s_2$  — спины ядра в возбужденном и основном состояниях;  $B$  — вероятность вынужденного излучения гамма-кванта без отдачи;  $\Gamma$  — ширина эмиссионной линии;  $\tau$  — время жизни гамма-кванта в возбужденном состоянии. Коэффициент усиления гамма-излучения равен  $\kappa = \Delta N \sigma$ , где  $N$  — разность возбужденных ядер и ядер в основном состоянии. Если принять  $N = 10^{22}$  см $^{-3}$ ,  $\lambda = 10^{-9}$  см и  $B = 1$ , то

$$\kappa = 10^3 \frac{1}{\Gamma \tau}.$$

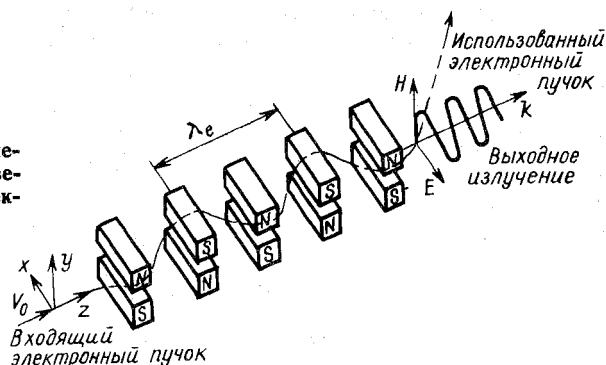
Видно, что эффективность усиления гамма-излучения определяется параметром  $\Gamma \tau$ . Усиление возможно лишь в случае, если коэффициент затухания  $\eta$  будет ниже коэффициента усиления  $\kappa$ . В радиоактивных кристаллах  $\eta \approx 1$  см $^{-1}$ . Отсюда следует, что ширина линии не должна превышать естественную ширину более чем на три или четыре порядка. Время жизни возбужденного состояния должно быть очень велико, порядка нескольких суток. В случае долгоживущих состояний эмиссионная линия уширяется.

Создание гамма-лазеров для практического использования является сложной задачей, и в настоящее время эта проблема находится еще в стадии исследования.

### 9.3. ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Ранее рассматривались лазеры, использующие переходы между уровнями дискретного энергетического спектра квантовых систем. Однако существуют возможности создания лазерных приборов с непрерывным энергетическим спектром излучения высокой монохроматичности и когерентности. Таким прибором является лазер на свободных электронах (или кратко *e*-лазер), представляющий собой устройство, принцип действия которого основан на излу-

Рис. 9.2. Основные элементы конструкции лазеров на свободных электронах



нии релятивистским электронным потоком, движущимся во внешнем электромагнитном поле. Таким полем может быть переменное по пространству магнитное поле, мощное лазерное излучение (комптоновский лазер), поле периодической структуры кристаллов (черенковский лазер) и т. д. Если электрон излучает, двигаясь в когерентном поле внешнего сигнала, то новый фотон, в соответствии со статистикой Бозе, испускается на частоте и фазе внешнего стимулирующего поля.

Частотой излучения  $e$ -лазеров можно легко управлять, изменяя энергию электронного потока. Так, для комптоновского лазера отношение частоты излучения к частоте накачки равно  $4E^2/(mc^2)^2$ , где  $E$  — энергия электрона;  $m$  — масса его покоя. Когерентное излучение  $e$ -лазеров может лежать в диапазоне от рентгеновского до дальнего ИК-диапазона. В лазерах на свободных электронах нет принципиальных ограничений на мощность генерируемого излучения, а эффективность может достигать 20 %.

Механизм индуцированного излучения  $e$ -лазера может быть представлен в рамках понятий классической физики. Поле накачки, периодическое в пространстве магнитное поле, созданное виглер-магнитом, раскачивает электронный пучок. Составляющие такого поля расположены перпендикулярно к направлениям излучения и движению электронов. Электроны (рис. 9.2) раскачиваются в поперечном направлении. Небольшая поперечная составляющая скорости, называемая скоростью раскачки, совпадает по направлению с электрическим полем излучения  $E$ , что является причиной потери электронами энергии, идущей на усиление поля излучения.

Запущенные в систему моноэнергетические электроны, проходя сквозь периодическое магнитное поле, совершают поперечные колебания. Так как направление колебаний совпадает с направлением электрического поля излучения, электроны могут обмениваться энергией с полем излучения. На входе в систему электроны расфазированы и излучают некогерентно. Это спонтанное тормозное излучение. В дальнейшем так называемая пондермоторная

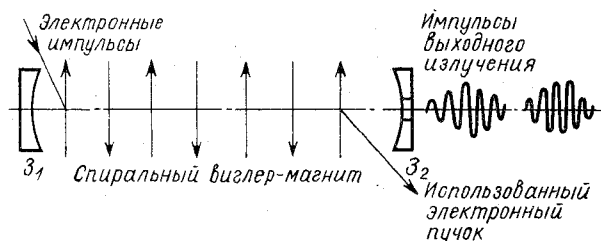


Рис. 9.3. Схема импульсного лазера на свободных электронах

волна — следствие биения поля излучения и поля виглер-магнита — группирует электроны в зоне взаимодействия, что создает условия когерентного излучения. Происхождение пондермоторной или захватывающей волны, вызывающей группировку электронов по осевому направлению, связано с действующей на электроны силой Лорентца, пропорциональной произведению векторов скорости и магнитного поля  $[\mathbf{vB}]$ . Продольная пондермоторная волна, возбуждающая волну плотности, похожа на медленно бегущую электромагнитную волну в классических генераторах бегущей волны. Пондермоторная волна группирует электроны, замедляя одни и ускоряя другие. Если осевая скорость электронов  $v_0$  несколько превышает скорость пондермоторной волны, средняя энергия электронов падает, усиливая поле излучения. Слишком большой разброс в скоростях может ухудшить сгруппированность электронов, а тем самым и условия отдачи энергии.

В выражение  $[\mathbf{vB}]$  для силы, обуславливающей пондермоторную волну, входят скорость колебаний электронов  $v_e$ , обычно много меньшая осевой скорости  $v_0$ , и магнитное поле излучения  $B_R$ . Частота и волновое число излучения в вакууме связаны соотношением  $\omega = ck$ . Фазовую скорость пондермоторной волны  $v_\phi$  рассчитывают по формуле  $\omega/(k + k_e)$ , где  $k_e$  — волновое число колебаний электронов. Она примерно равна осевой скорости электронов  $v_0$ . Условие синхронизма для потока сгруппированных электронов задает частоту излучения

$$\omega = \frac{v_0 k_e}{1 - (v_0/c)}.$$

Длина волны излучения  $\lambda$  для релятивистских электронов составляет примерно  $\lambda_e/2\gamma_0^2$ , где  $\gamma_0$  — релятивистский гамма-фактор, равный  $(1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$ , а  $\lambda_e$  — длина волны колебаний электронов, указанная на рис. 9.2. Длина волны излучения значительно меньше длины волны колебаний и может варьироваться путем изменения энергии электронного пучка.

Расстояние между электронными импульсами и длина резонатора подобраны так, чтобы отраженные импульсы излучения были синхронизованы с входящими электронными импульсами. Ком-

поненты магнита отстоят друг от друга на расстояние 3,3 см, общая его длина 5,3 м. Сила магнитного поля составляет 2,3 кГс.

Волновой подход описания процессов, происходящих в  $e$ -лазере, дает более полное представление. Можно рассматривать единичный акт рассеяния фотона ( $\omega_1 \mathbf{k}_1$ ) на электроне с импульсом  $p$  в присутствии  $n_2$  фотонов ( $\omega_2 \mathbf{k}_2$ ). Дифференциальное сечение рассеяния определяется в этом случае соотношением

$$d\sigma_{\text{н}} = (1 + n_2) d\sigma_{\text{сп}},$$

где  $\sigma_{\text{сп}}$  — сечение спонтанного процесса рассеяния. Частота рассеянного излучения  $\omega_2$  может быть рассчитана по формуле

$$\omega_2 = \omega_1 \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right) \cos \theta_1 \right] \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta_2 + \frac{\hbar \omega_1}{E} \right) (1 - \cos \theta)^{-1}.$$

Здесь  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между вектором скорости и волновыми векторами начального  $\mathbf{k}_1$  и рассеянного  $\mathbf{k}_2$  фотонов;  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ .

Лазеры на свободных электронах могут работать и в импульсном режиме. Схема импульсного лазера показана на рис. 9.3. Основу лазера составляет сверхпроводящий магнит с определенными пространственным периодом и напряженностью поля. Идет взаимодействие поля магнита и электронных импульсов. Так, при энергии электронного потока 4,3 МэВ мощность генерируемого излучения на длине волны  $\lambda = 3,4$  мкм достигала 7 кВт при среднем значении 0,36 Вт. Коэффициент усиления при этом составлял 7%.

Умение правильно измерять параметры лазерного излучения определяет эффективность применения его замечательных свойств. Однако, казалось бы, на первый взгляд простое требование превращается в сложную техническую проблему, которую не всегда удастся решить успешно. Сложность ее обусловлена экстремальными значениями лазерного излучения в одних случаях из-за чрезвычайно высокой монохроматичности и когерентности, в других — из-за наличия весьма коротких импульсов лазерного излучения большой мощности и т. д.

### 10.1. ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При исследовании свойств лазерного излучения стоит задача метрологического обеспечения измерения, когда объектом измерения является лазерное излучение, взаимодействующее со средством измерения. Средство измерения имеет нормированные метрологические свойства, причем результаты измерения не зависят от типа источника излучения. Существенными оказываются способ описания лазерного излучения, соответствующие физические величины, характеристики и параметры.

Параметры и характеристики лазерного излучения делятся на две группы: пространственно-временные и энергетические. Эти группы охватывают практически все параметры и характеристики лазерного излучения.

В технической литературе предлагается иной подход к проведению классификации параметров лазерного излучения. Известно, что лазерное излучение отличается от других видов оптического излучения отчетливыми признаками пространственной и временной когерентности. Однако понятие когерентности по отношению к лазерному излучению все еще не имеет количественного описания. Для качественного описания явления когерентности лазерного луча используют функцию взаимной когерентности  $\Gamma(r_1, r_2, \tau)$ , где  $r_1$  и  $r_2$  — координаты двух разнесенных в пространстве точек наблюдения поля;  $\tau$  — временной интервал между моментами наблюдения. Функция  $\Gamma(r_1, r_2, \tau)$  полностью описывает корреляционные (когерентные) эффекты и при тепловых источниках.

Лазерное излучение имеет статистический характер. Поэтому функция  $\Gamma(r_1, r_2, \tau)$  только в приближении второго порядка опи-

сывает его важнейшие корреляционные свойства — когерентность, интерференцию, дифракцию, поляризацию. Следует подчеркнуть, что это описание с точки зрения измерения в основном качественное; методические и метрологические основы измерений корреляционных эффектов лазерного излучения разработаны слабо. Вместе с тем методы измерений мощности, энергии и длины волны лазерного излучения и ряда других связанных с ними параметров и характеристик детально разработаны, широко применяются и в основном охвачены системой метрологического обеспечения, с помощью которой достигается единство и достоверность измерений. Это позволяет измеряемые величины, параметры и характеристики лазерного излучения объединить в следующие три группы.

1. Энергетическая группа. Основной физической величиной, подлежащей измерению, является мощность лазерного излучения. Все остальные параметры и характеристики этой группы функционально связаны с мощностью. Аргументами в этих функциональных зависимостях являются время  $t$ , длина волны  $\lambda$ , пространственные координаты сечения луча  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ( $x$ ,  $y$  — координаты в поперечном сечении,  $z$  — расстояние центра сечения от выходной грани резонатора лазера) или их сочетания. Таким образом, внутри энергетической группы можно выделить, в свою очередь, две подгруппы параметров, определяемых через измеряемую мощность излучения. К ним относятся:

временная: энергия  $E$ , энергия импульса  $E_{\text{и}}$ , средняя мощность  $P_{\text{ср}}$ , средняя мощность импульса  $P_{\text{и.ср}}$ , максимальная мощность импульса  $P_{\text{и.мах}}$ , длительность  $\tau$  и частота повторения  $F_{\text{и}}$  импульсов, форма импульса  $k$ ;

пространственная: плотность энергии (мощности)  $q_E$  ( $q_P$ ), относительное распределение плотности энергии (мощности) в сечении пучка, диаметр пучка  $d$ , расходимость  $\theta_p$  и  $\theta_s$ , энергетическая расходимость  $\theta_{E_p}$  и  $\theta_{E_s}$ .

2. Спектральная группа. Основной физической величиной в этой группе является спектральная плотность мощности лазерного излучения. В группу входят следующие параметры: частота лазерного излучения  $\nu$ , длина волны  $\lambda$ , ширина линии излучения  $\delta\nu$  ( $\delta\lambda$ ), ширина огибающей спектра лазерного излучения  $\delta\nu_{\text{ос}}$  ( $\delta\lambda_{\text{ос}}$ ).

3. Корреляционная группа. Основными параметрами этой группы являются когерентность и поляризация излучения. Несмотря на то что оба эти параметра являются фундаментальными, ни один из них не получил с точки зрения применения четкого, однозначного определения, не стандартизован. Описанные в литературе методы и средства измерения когерентности и поляризации не являются таковыми, поскольку отсутствуют мера и узаконенная величина. Существующие измерительные установки фактически позволяют только проводить их качественный анализ.

Каждое измерение должно быть согласовано с тремя основными параметрами любой измеряемой величины — диапазоном ее изменения, длительностью и спектром. При измерении параметров и характеристик лазерного излучения это особенно важно, так как широко освоены диапазон мощности излучения от микроватт до гигаватт, спектральный диапазон от 0,4 до 15 мкм, временной диапазон от непрерывного режима до импульсного с длительностями импульсов порядка нескольких наносекунд. Измерения лазерных параметров за пределами указанных диапазонов связаны с трудностями. В этих случаях методы и средства становятся специфическими.

Практически все измерения параметров и характеристик лазерного излучения принадлежат к области электрических измерений оптических величин. Для определения большинства параметров лазерного излучения пользуются прямыми измерениями, причем чаще всего методом непосредственной оценки. Выбор метода, как правило, не вызывает затруднений. Значительно труднее осуществить анализ средства измерения. Здесь возникает задача оценки суммарной инструментальной погрешности, составляющие которой (погрешности отдельных узлов средств измерений) не всегда известны, поскольку многие элементы могут быть метрологически не аттестованы.

Большие затруднения возникают при оценке метода измерений из-за его несовершенства. По характеру проявления погрешности делятся на систематические и случайные. Существуют приемы устранения систематических погрешностей и минимизации случайных. К числу первых принадлежит метод сравнения с мерой или проведение измерений различными методами. Уменьшение случайных погрешностей измерений осуществляется многократностью измерений с последующей статистической обработкой. При однократных измерениях возникают трудности. Здесь необходимо проводить метрологический анализ. Из всего набора параметров и характеристик лазерного излучения рассмотрим фундаментальные — когерентность и поляризацию.

## 10.2. КОГЕРЕНТНОСТЬ

Когерентность — согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Любой колебательный (волновой) процесс характеризуется амплитудой  $A$ , периодом  $T$  (или частотой  $\nu = 1/T$ ) и фазой  $\alpha$ . Колебание (волна) называется монохроматическим или гармоническим, если оно описывается выражением  $x = A \cos(2\pi\nu t + \alpha)$ , причем его частота  $\nu$ , амплитуда  $A$ , фаза  $\alpha$  остаются постоянными во времени. При сложении двух монохроматических колебаний с одинаковой частотой, но с разными амплитудами и фазами образуется монохроматическое колебание той же частоты. Ампли-



туда результирующего колебания  $A_p$  зависит от амплитуд и разности фаз складываемых колебаний:

$$A_p^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2),$$

причем  $A_p$  меняется в пределах от  $A_1 + A_2$  до  $A_1 - A_2$  в зависимости от разности фаз ( $\alpha_1 - \alpha_2$ ).

Интенсивность результирующего колебания  $I_p$ , пропорциональная квадрату его амплитуды ( $I_p \sim A_p^2$ ), не обязательно равна сумме интенсивностей исходных колебаний; она может быть как меньше этой суммы, так и больше ее. Изменение интенсивности результирующего колебания в зависимости от разности фаз исходных колебаний называется интерференцией.

Если разность фаз двух колебаний остается постоянной во времени и при их сложении имеет место интерференция, то такие колебания называются когерентными. Два идеально монохроматических колебания одной частоты всегда когерентны и интерферируют. В противоположность этому колебания, разность фаз которых меняется беспорядочно и достаточно быстро, называются некогерентными. Для них интерференция не имеет места.

Если разность фаз двух колебаний меняется достаточно медленно, то говорят, что колебания остаются когерентными в течение некоторого времени, пока разность их фаз не успела измениться на значение, сравнимое с  $\pi$ . Если сравнивать фазы одного и того же колебания в разные моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , разделенные интервалом  $\tau = t_2 - t_1$ , то при достаточно большом  $\tau$  случайные изменения фазы колебания могут превысить  $\pi$ . Это означает, что колебания становятся некогерентными, и одна их часть теряет способность интерферировать с другой. Время  $\tau$  в этом случае называется временем когерентности немонохроматического колебания или продолжительностью цуга. Под цугом понимается часть колебательного процесса между двумя моментами, разделенными интервалом  $\tau$ . По истечении одного цуга он как бы заменяется другим с той же частотой, но случайно измененной фазой.

При распространении плоской монохроматической световой волны в однородной среде (рис. 10.1, а) изменение напряженности электрического поля  $E$  вдоль направления ее распространения  $z$ , взятое в какой-то момент времени  $t$ , также подчиняется синусоидальному закону:

$$E = E_0 \sin(2\pi\nu t - z/\lambda + \alpha),$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $c = \nu\lambda$  — скорость распространения волны.

Для плоской немонохроматической волны, движущейся в направлении распространения со скоростью  $c$ , распределение электрического поля можно описать синусоидой с переменными амплитудой, частотой, фазой. Фаза плоской немонохроматической волны сохраняет свое значение только в течение времени  $\tau$  (время когерентности). За это время волна распространяется на расстоя-

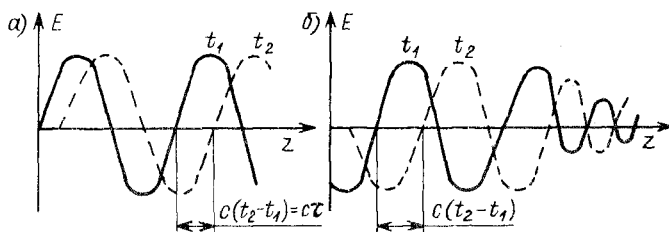


Рис. 10.1. Распределение напряженности электрического поля для когерентной (а) и некогерентной (б) волн

ние ст. Таким образом, колебания поля  $E$  в точках, удаленных друг от друга на расстояние вдоль направления распространения волны, будут некогерентны (рис. 10.1, б). При этом можно говорить не только о времени когерентности или продолжительности цуга, но и о длине цуга вдоль направления распространения плоской волны, на котором случайные изменения фазы достигают значения, сравнимого с  $\pi$ .

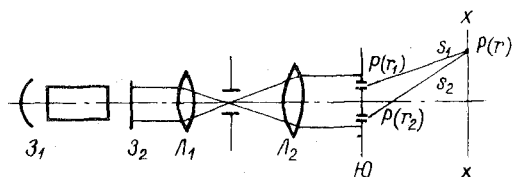
В реальных световых пучках амплитуда и фаза меняются не только в направлении распространения волны, но и в плоскости, перпендикулярной к этому направлению. Случайные изменения разности фаз в двух точках, расположенных в этой плоскости, увеличиваются с увеличением расстояния между ними. Когерентность колебаний в этих точках ослабевает и исчезает на некотором расстоянии  $l$ , когда случайные изменения разности фаз становятся сравнимыми с  $\pi$ . Для описания когерентных свойств волны в направлении, перпендикулярном к направлению ее распространения, применяя термин «пространственная когерентность» в отличие от термина «временная когерентность», связанного со степенью монохроматичности волны. Все пространство можно разбить на части, в каждой из которых волна сохраняет когерентность. Этот объем равен произведению длины цуга на площадь круга диаметром  $d$ .

Пространственная когерентность излучения лазера сохраняется во всем поперечном сечении луча. Луч лазера обладает большой пространственной когерентностью (направленностью) по сравнению с излучением нагретого тела. С помощью лазера удается получить свет, объем когерентности которого в  $10^{17}$  раз превышает объем когерентности световой волны той же интенсивности, полученной от нелазерного монохроматического источника.

Со степенью когерентности связаны такие характеристики световой волны, как направленность, плотность светового потока, степень монохроматичности, степень поляризации. Исследование когерентности, таким образом, важно для понимания процессов, происходящих при генерации лазерного излучения, а также для его практического использования в интерферометрии, голографии, медицине, изучении атмосферы и др.

Рис. 10.2. Схема исследования когерентности с помощью интерферометра Юнга:

$Z_1$  и  $Z_2$  — зеркала резонатора лазера;  $L_1$  и  $L_2$  — линзы; Ю — интерферометр Юнга



В голографии высокая степень когерентности излучения имеет первостепенное значение, поскольку с ней связано качество восстанавливаемого изображения, разрешающая способность голограмм. В силу этого необходимо иметь достаточно простые способы измерения когерентности лазерного излучения. Существуют следующие методы исследования когерентности: интерференционные, поляризационные, дифракционные и голографические.

Традиционные интерференционные методы требуют для этой цели значительного числа экспериментов по измерению контраста интерференционной картины, что практически не позволяет использовать их для регистрации когерентности излучения импульсных лазеров, когерентность которых может изменяться от импульса к импульсу. Предложен метод голографической регистрации информации о полных функциях когерентности излучения за одну экспозицию. Однако применение этого метода показало, что его трудоемкость становится препятствием для исследования когерентности излучения при большом объеме исследований.

Рассмотрим схему исследования когерентности с помощью интерферометра Юнга с двумя щелями (рис. 10.2). Для получения плоского фронта световой волны, падающей на интерферометр, использована оптическая система. Исследуем стационарный источник квазимонохроматического лазерного излучения (характеристики излучения не изменяются во времени). Условие квазимонохроматичности означает, что  $\Delta\omega/\omega \ll 1$ , где  $\omega$  — средняя частота;  $\Delta\omega$  — эффективная ширина полосы частот. Рассмотрим когерентность излучения в некоторой плоскости  $xx$ .

Будем считать, что расстояние между щелями  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$  много меньше, чем расстояние от них до точки наблюдения  $P(r)$  на экране. Будем также считать, что свет линейно поляризован. Это избавит от необходимости рассматривать разложение на две составляющие.

Поле в точке наблюдения  $P(r)$  представим в виде:

$$E(r, t) = E(r, t) e^{-i(\omega t + \alpha)}.$$

Амплитуда волны  $E(r, t)$  зависит от времени, так как поле не строго монохроматическое,  $\alpha$  — начальная фаза. Время распространения света от точек  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$  до точки наблюдения  $P(r)$  равно соответственно  $t_1 = s_1/c$  и  $t_2 = s_2/c$ . Тогда поле в точке  $P(r_1)$  можно определить по формуле

$$E(r_1, t - t_1) = E(r_1, t - t_1) e^{-i[\omega(t - t_1) + \alpha]}.$$

Аналогично в точке  $P(r_2)$  поле будет равно

$$E(r_2, t - t_2) = E(r_2, t - t_2) e^{-i[\omega(t-t_2) + \alpha_2]}.$$

Введем коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$ , характеризующие геометрию эксперимента (величину щелей, углы дифракции и т. п.). Поле в точке наблюдения характеризуется вкладом полей от точек  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$ :

$$E(r, t) = K_1 E(r_1, t - t_1) + K_2 E(r_2, t - t_2).$$

Предположение о малости расстояния  $P(r_1)P(r_2)$  по сравнению с  $s_1$  и  $s_2$  позволяет считать  $K_1 \approx K_2 \approx K$ . Интенсивность света в точке  $P(r)$  будет определяться полем и инерционностью приемника или временем регистрации  $T$  в зависимости от способа регистрации:

$$I(r) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E(r, t) E^*(r, t) dt.$$

Если  $T \gg 2\pi/\omega$ , то от пределов интегрирования  $\pm T$  можно перейти к пределам  $\pm\infty$ . Рассмотрим члены, входящие в это выражение. Учитывая свойство стационарности источника света, имеем:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E(r_1, t - t_1) E^*(r_1, t - t_1) dt = 2TI(r_1);$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E(r_2, t - t_2) E^*(r_2, t - t_2) dt = 2TI(r_2).$$

Здесь величины  $I(r_1)$  и  $I(r_2)$  описывают интенсивность света в щелях  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$ . Произведя замену переменных  $t - t_2 = t'$ ,  $t - t_1 = t' + \tau$  и воспользовавшись свойством стационарности источника, получаем при сложении интенсивностей в щелях  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$  выражение

$$E(r_1, t - t_1) E^*(r_2, t - t_2) + E^*(r_1, t - t_1) \times \\ \times E(r_2, t - t_2) = 2\text{Re} [E(r_1, t' + \tau) E^*(r_2, t')].$$

Величина

$$\frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} E(r_1, t' + \tau) E^*(r_2, t') dt = \Gamma(r_1, r_2, \tau)$$

носит название функции взаимной когерентности. Она характеризует интерференцию света в некоторой точке  $P(r)$  и описывает когерентные эффекты.

Величины  $K^2 I(r_1) = I_1(r)$  и  $K^2 I(r_2) = I_2(r)$  определяют интенсивность света в точке  $P(r)$  в том случае, когда работает пер-

вая или вторая щель по отдельности. В соответствии с этими обозначениями интенсивность света в точке  $P(r)$  будет

$$I(r) = I_1(r) + I_2(r) + 2K^2 \operatorname{Re} \Gamma(r_1, r_2, \tau). \quad (10.1)$$

Введем нормированную функцию взаимной когерентности

$$\gamma(r_1, r_2, \tau) = \frac{\Gamma(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{I(r_1) I(r_2)}}. \quad (10.2)$$

Эта величина называется комплексной степенью когерентности. Преобразуем аргумент этой функции:

$$\arg \gamma(r_1, r_2, \tau) = \arg \Gamma(r_1, r_2, \tau) = -\omega\tau + \alpha_1 + \alpha_2,$$

где  $\omega\tau = \omega(s_2 - s_1)/c = \delta$  характеризует разность фаз, которая набежит от точек  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$  до точки  $P(r)$ ;  $\alpha_1, \alpha_2$  — начальная разность фаз волн в точках  $P(r_1)$  и  $P(r_2)$ . Абсолютное значение величины  $|\gamma(r_1, r_2, \tau)|$  принято называть степенью взаимной когерентности, причем  $0 \leq |\gamma| \leq 1$ . Окончательное выражение для интенсивности света в точке  $Q(r)$  с учетом (10.1) и (10.2) примет вид

$$I(r) = I_1(r) + I_2(r) + 2\sqrt{I_1(r) I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)| \cos[\delta + (\alpha_1 - \alpha_2)].$$

Легко получить значение максимальной интенсивности:

$$I(r)_{\max} = I_1(r) + I_2(r) + 2\sqrt{I_1(r) I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)|. \quad (10.3)$$

Минимальную интенсивность рассчитывают по формуле

$$I(r)_{\min} = I_1(r) + I_2(r) - 2\sqrt{I_1(r) I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)|. \quad (10.4)$$

Степень взаимной когерентности связана с другими известными характеристиками интерференционной картины. С учетом (10.3) и (10.4) видность интерференционной картины можно представить в виде

$$v = \frac{I(r)_{\max} - I(r)_{\min}}{I(r)_{\max} + I(r)_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1(r) I_2(r)}}{I_1(r) + I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)|.$$

Видность  $v$  отличается от степени взаимной когерентности  $|\gamma(r_1, r_2, \tau)|$  при  $I_1(r) \neq I_2(r)$ . Контрастность интерференционной картины описывается выражением

$$\psi = \frac{I(r)_{\max} - I(r)_{\min}}{I(r)_{\max}} = \frac{4\sqrt{I_1(r) I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)|}{I_1(r) + I_2(r) + 2\sqrt{I_1(r) I_2(r)} |\gamma(r_1, r_2, \tau)|}.$$

Зависимость интенсивности света в точке  $P(r)$  от разности фаз для различных значений степени взаимной когерентности представлена на рис. 10.3. Эта иллюстрация соответствует случаю  $I_1(r) = I_2(r) = I$ , при этом имеем:

$$I(r) = 2I[1 + |\gamma(r_1, r_2, \tau)| \cos[\delta + (\alpha_1 - \alpha_2)]]; \quad v = |\gamma(r_1, r_2, \tau)|.$$

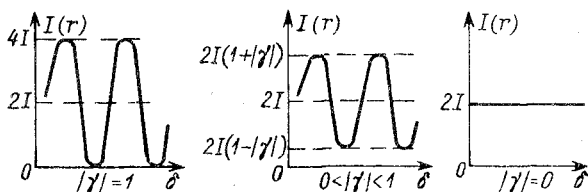


Рис. 10.3. Зависимость суммарной интенсивности света от разности фаз

Временная когерентность характеризует способность излучения интерферировать при соответствующем сдвиге во времени. Измерения, как правило, выполняются следующими методами.

1. Наиболее простая схема исследования временной когерентности предполагает использование интерферометра Майкельсона (рис. 10.4). Делительная пластина  $D$  делит световой поток на два луча равной интенсивности. Интерференцию наблюдают между двумя лучами. Изменение разности фаз или разности хода создают параллельным перемещением одного из зеркал ( $Z_2$ ). Второе зеркало интерферометра ( $Z_1$ ) неподвижно. Световой поток направляют по одному пути, чтобы исключить вклад пространственной когерентности. В этом случае  $r_1$  и  $r_2$  равны. Измеряют  $I(r)_{\max}$  и  $I(r)_{\min}$ , затем интенсивность в центре картины при действии одного пучка  $I_1(r)$  и другого пучка  $I_2(r)$ , а далее вычисляют видность интерференционной картины:

$$|\gamma(r_1, r_2, \tau)| \frac{2\sqrt{I_1(r)I_2(r)}}{I_1(r) + I_2(r)} = v = \frac{I(r)_{\max} - I(r)_{\min}}{I(r)_{\max} + I(r)_{\min}}.$$

Откуда

$$|\gamma(\tau)| = v \frac{I_1(r) + I_2(r)}{2\sqrt{I_1(r)I_2(r)}}.$$

2. Для создания сдвига фаз сигналов во времени можно использовать и схему Юнга (рис. 10.2). В этом варианте щели располагают достаточно близко друг к другу, а наблюдение ведут в области, удаленной от оси. Вычисление видности интерференционной картины позволяет определить степень временной когерентности для не очень больших величин, так как сдвиги фаз световых пучков, определяемые разностью хода, в данном случае малы.

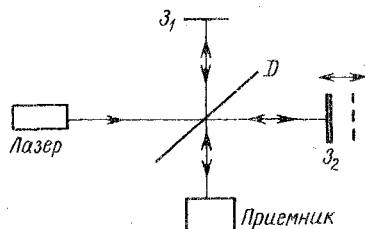


Рис. 10.4. Схема интерферометра для исследования степени когерентности Майкельсона

3. Поляризационные устройства, работающие на основе двойного лучепреломления, также позволяют сдвигать фазы сигналов во времени, поскольку между обычным и необыкновенным лучами создается разность хода  $\Delta = (n_0 - n_e)l$ , где  $l$  — толщи-

на кристалла;  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Поляризационное устройство, включающее поляризатор, ориентированный под углом  $45^\circ$  по отношению к колебаниям электрического вектора в падающем свете, позволяет получить интерференционную картину, удобную для определения степени временной когерентности. Так, использование призм Волластона приводит к тому, что по сечению призмы, перпендикулярному к направлению распространения света, оптическая разность хода меняется линейно. В этом случае степень временной когерентности определяют, измеряя видность интерференционной картины в разных точках сечения на выходе из призмы и поляризатора. Следует отметить, что в данном случае разность хода  $\Delta$  невелика и данная методика может быть использована для измерения не слишком больших степеней временной когерентности.

Как известно, временная когерентность связана с пространственной. В схеме Юнга — это разнесенные щели, в интерферометре Майкельсона и в методе, использующем поляризационные устройства, — это необходимость проводить измерения не только в самой точке наблюдения, но и в некоторой области вблизи этой точки, при этом нарушается условие  $r_1 = r_2$ .

4. Некоторой разновидностью интерференционных методов является голографический. На голограмме регистрируется интерференционная картина, возникающая в результате одновременной регистрации рассеянного света специальным экраном и света опорной волны. Задержка во времени будет различной для различных точек экрана. Интенсивность восстановленного изображения для такого объекта определяется соотношением

$$I(E) = CI_0(E) |\gamma(\tau)|^2,$$

где  $I_0(E)$  — освещенность экрана в процессе получения голограммы. Таким образом, измеряя интенсивность восстановленного изображения и освещенность экрана в соответствующих точках, можно определить степень временной когерентности.

5. Время когерентности  $t_k$  и длина когерентности  $l_k$  позволяют получить выражение для степени временной когерентности в спектральном представлении. Для квазимонохроматического излучения выполняются соотношения:

$$t_k = 1/\Delta\omega; \quad l_k = ct_k,$$

где  $\Delta\omega$  — ширина спектральной линии излучения.

Таким образом, спектральные методы, позволяющие судить о ширине линии излучения, дают возможность делать заключение о степени временной когерентности.

Рассмотрим временную когерентность газовых лазеров. Если лазер генерирует поперечную моду низшего порядка  $TEM_{00}$ , но несколько продольных мод, тогда структура продольных мод будет полностью определять спектр излучения  $\Phi(\nu)$  и его времен-

ную когерентность. Собственную частоту  $n$ -й моды резонатора рассчитывают по формуле

$$\nu_n = nc/(2L),$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $L$  — длина резонатора;  $c$  — скорость света. Генерация возникает на всех частотах  $\nu_n$ , находящихся внутри частотного интервала  $\Delta\nu_r$ , для которого коэффициент усиления активной среды превышает потери света в резонаторе. Ширина полосы генерации  $\Delta\nu_r$  может быть больше или меньше доплеровской ширины  $\Delta\nu_g$ . Спектральная ширина каждой моды  $\Delta\nu_m$  характеризуется потерями в резонаторе и стабильностью резонатора по отношению к механическим и тепловым воздействиям.

Предположим, что лазер генерирует только одну продольную моду, спектр излучения которой  $\Phi(\nu)$  описывается функцией Гаусса, имеющей на половине максимума интенсивности ширину  $\Delta\nu_m = 10^5$  Гц. Длина когерентности  $l$  для такого одночастотного лазера равна

$$l = \frac{c \sqrt{2} \ln 2}{\pi \Delta\nu_m} = \frac{0,32c}{\Delta\nu_m}.$$

Величина  $l$  составляет  $1 \cdot 10^5$  см = 1 км для интервала когерентности  $1/\sqrt{2} = 0,707$ . Интервал когерентности — это интервал между точками, для которого  $|\gamma| = 0,707$ . На практике достаточно разности хода, значительно меньшей, поэтому можно принять  $l \rightarrow \infty$ , а спектр излучения (контур линии) может быть представлен  $\delta$ -функцией. Если лазер генерирует серию продольных мод, то  $\Phi(\nu)$  можно аппроксимировать несколькими сдвинутыми  $\delta$ -функциями.

Рассмотрим генерацию двух продольных мод. Этот режим осуществляется, когда частотный интервал  $\Delta\nu_r$  (коэффициент усиления достаточен) в два раза превышает расстояние  $\nu_{n+1} - \nu$  между модами:

$$\Delta\nu_r/2 = \nu_{n+1} - \nu_n = c/(2L).$$

Спектр излучения такого двухмодового лазера может быть представлен с помощью двух  $\delta$ -функций:

$$\Phi(\nu) = P_n \delta(\nu - \nu_n) + P_{n+1} \delta(\nu - \nu_{n+1}),$$

где  $P_n$  — полная мощность излучения в одной моде. Обозначим  $a_n = P_n/(P_n + P_{n+1})$ ;  $a_{n+1} = P_{n+1}/(P_n + P_{n+1})$ ;  $a_n + a_{n+1} = 1$ . Тогда степень когерентности будет

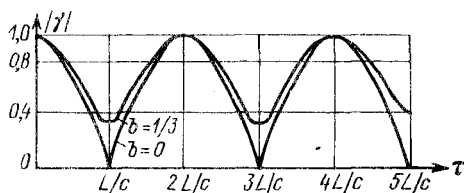
$$|\gamma(\tau)| = \left[ a_n^2 + a_{n+1}^2 + 2a_n a_{n+1} \cos \frac{\pi c \tau}{L} \right]^{1/2}.$$

Примем  $b = |a_{n+1} - a_n|$ . Если  $b = 0$ , то  $a_n = a_{n+1} = 1/2$  и функция  $|\gamma(\tau)|$  равна

$$|\gamma(\tau)| = \left[ 1/2 + 1/2 \cos \frac{\pi c \tau}{L} \right]^{1/2} = \left| \cos \frac{\pi c \tau}{2L} \right|.$$



Рис. 10.5. Степень временной когерентности газового лазера в режиме генерирования двух продольных мод



Если мощность излучения в одной моде вдвое больше, чем в другой, т. е.  $b = 1/3$ ;  $a_n = 2/3$ , то

$$|\gamma(\tau)| = \left| (5/9)^{1/2} \left[ 1 + 4/5 \cos \frac{\pi c \tau}{L} \right]^{1/2} \right|. \quad (10.5)$$

Как видно из (10.5), функция  $|\gamma(\tau)|$  периодическая по  $\tau$  независимо от значения  $b$  с периодом  $2L/c$  (рис. 10.5).

Если лазер генерирует  $N$  мод, то формула для степени когерентности преобразится к виду

$$|\gamma(\tau)| = \left| \frac{\sin(N\pi c \tau / 2L)}{N \sin(\pi c \tau / 2L)} \right|.$$

Так же как и при двухмодовом режиме генерации, эта функция периодическая по  $\tau$ . Главные максимумы находятся на расстояниях  $\tau = 2L/c$  друг от друга независимо от числа мод  $N$ . Функция принимает нулевые значения при  $\tau = (m/N)(2L/c)$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$ , но  $m/N \neq 0, 1, 2, \dots$  (рис. 10.6).

Из изложенного видно, что в одночастотном режиме степень временной когерентности газового лазера очень высока, а длина когерентности достигает 1 км. Для многомодового режима степень когерентности является периодической функцией и может принимать высокое значение в пределах  $2L/c \pm k$ , где  $k$  — интервал корреляции (интервал когерентности).

Для исследования пространственной когерентности использовали схему Юнга (рис. 10.2). Дадим анализ интерференционной картины в средней точке при  $s_1 = s_2$ ,  $t_1 = t_2$ ,  $\tau = 0$ . В этом случае функция  $|\gamma(r_1, r_2, \tau)| = \gamma(r_1, r_2)$  характеризует степень пространственной когерентности, т. е. степень когерентности излучения для двух точек, больше или меньше удаленных от оси и расположенных в плоскости  $xx$ . Светом лазера освещают две щели и наблюдают интерференционную картину. Меняя расстояние между отверстиями или щелями, следят за интерференцион-

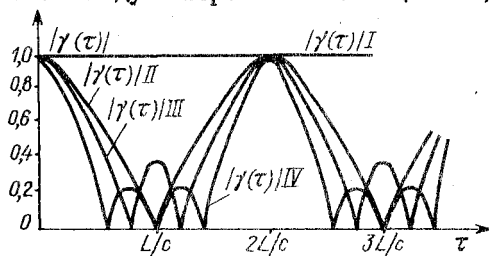


Рис. 10.6. Степень временной когерентности газового лазера в режиме многомодовой генерации

I—IV — количество продольных мод

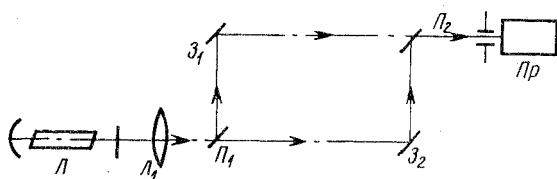


Рис. 10.7. Схема исследования пространственной когерентности с помощью интерферометра Маха—Цендера:

Л — лазер;  $L_1$  — линза;  $Z_1$  и  $Z_2$  — зеркала;  $P_1$  и  $P_2$  — полупрозрачные пластины; Пр — приемник

ной картины. Измерение интенсивности света в центральной точке при действии одной щели дает  $I_1(r)$ , при действии второй щели —  $I_2(r)$ . По картине интерференции измеряют  $I(r)_{\max}$  и  $I(r)_{\min}$ , а затем вычисляют видность

$$v = \frac{I(r)_{\max} - I(r)_{\min}}{I(r)_{\max} + I(r)_{\min}}.$$

Это позволяет определить степень пространственной когерентности в зависимости от  $r_1$  и  $r_2$ :

$$|\gamma(r_1, r_2)| = v \frac{I_1(r) + I_2(r)}{2 \sqrt{I_1(r) I_2(r)}}.$$

Однако выделить степень пространственной когерентности в чистом виде трудно, поскольку приходится смотреть не только центр картины, но и близлежащие полосы. Это означает, что имеется некоторая зависимость  $|\gamma(r_1, r_2)|$  от  $r$ . Тем не менее этот метод используется, так как вносимые искажения малы.

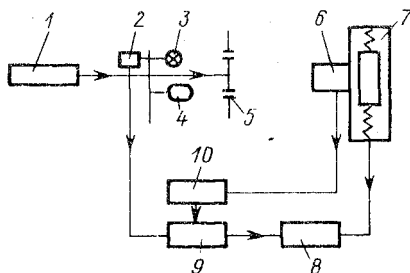
Разновидностью метода с непрерывным расположением исследуемых точек от центра картины к краям является использование интерферометра Майкельсона с уголкового отражателем вместо одного из зеркал, что приводит к наложению прямой и зеркальной картин светового поля. Измерение видности интерференционной картины как функции расстояния от центра позволяет получить степень пространственной когерентности для точек, симметрично удаленных от оси.

Кроме интерферометров Юнга и Майкельсона для исследования пространственной когерентности используют интерферометр Маха—Цендера (рис. 10.7).

Преимущества и недостатки интерферометров состоят в следующем. Интерферометр Юнга имеет малую светосилу, разрешающая способность ограничена размерами диафрагмы, что не позволяет исследовать излучение с малым радиусом когерентности. Требуется большое время для исследования когерентности. Интерферометр Маха—Цендера обладает большой светосилой, но имеет жесткие требования к юстировке, большую чувствительность к внешним воздействиям. Пространственное смещение одного из пучков относительно другого приводит к такой же разности хода, в результате временная когерентность влияет на пространственную. Интерферометр пригоден только для исследования узкой спектральной линии.

Рис. 10.8. Схема установки для измерения степени когерентности излучения лазера методом Юнга:

1 — лазер; 2 — фотосопротивление; 3 — лампочка; 4 — механический модулятор; 5 — дифракционный экран; 6 — фотозлектронический приемник; 7 — подвижка с механическим приводом; 8 — двухкоординатный самописец; 9 — синхронный детектор; 10 — усилитель



Практически для получения интерференционной картины необходимо свести пучки от интересующих нас точек поля  $r_1$  и  $r_2$  в некоторую точку  $r$  измерительного устройства. Измерение пространственной когерентности можно осуществить на установке, схема которой приведена на рис. 10.8.

На вход самописца, соответствующий координате  $x$ , подается напряжение с потенциометра, связанного с механизмом перемещения приемника. На вход, соответствующий координате  $y$ , — сигнал с выхода синхронного детектора. Экспериментальная диаграмма приведена на рис. 10.9. Штриховыми линиями показаны огибающие максимумов и минимумов интенсивности на интерференционной картине. Кривые I и II соответствуют распределению интенсивности в излучении, распространяющемся из щелей интерферометра. Относительная ошибка в определении степени когерентности в этих экспериментах составляет 5—6%.

Обработка экспериментальных результатов для различных пар щелей или отверстий позволяет определить изменение величины  $|\gamma(r_1, r_2)|$  в сечении лазерного луча от его оси к периферии. При этом с увеличением диаметра луча степень его когерентности ухудшается.

Развитие голографии привело к созданию новых методов определения пространственной когерентности, использующих связь между яркостью восстановленного изображения голограммы и когерентностью источника. Следует отметить следующие голографические методы измерения пространственной когерентности.

1. Метод исследования пространственной когерентности, предложенный Лурье. По этому методу можно определить степень когерентности одной точки поля относительно всех остальных.

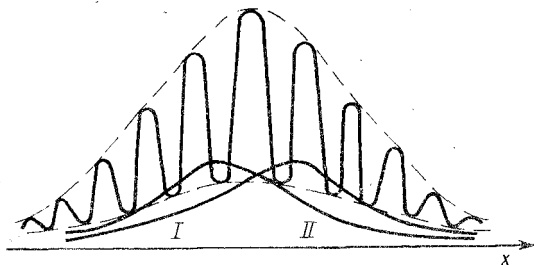


Рис. 10.9. Экспериментальная диаграмма записи интерференционной картины

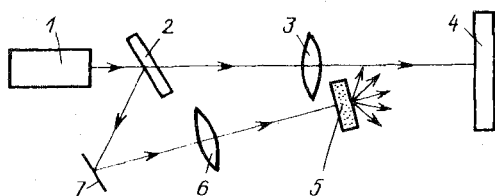


Рис. 10.10. Схема голографической регистрации функции пространственной когерентности лазерного излучения:

1 — лазер; 2 — полупрозрачное зеркало; 3 — линза, проецирующая торец лазера в плоскость голограммы; 4, 7 — зеркала; 5 — линза, проецирующая торец лазера в плоскость диффузного экрана 6

Недостатком метода является необходимость записи серии голограмм при различных положениях референтной точки или при различных сдвигах волновых фронтов для определения полной функции пространственной когерентности. Этот недостаток практически не позволяет использовать метод для исследования когерентности импульсных лазеров, которая может изменяться от импульса к импульсу.

2. Метод измерения пространственной когерентности, в котором используются голограммы сфокусированных изображений. Этому методу присущи недостатки первого метода.

3. Метод голографической регистрации полной функции пространственной когерентности излучения, разработанный в ГОИ им. С. И. Вавилова, позволяет на одной голограмме записать информацию о степени когерентности между всеми точками исследуемого поля. Для этого в качестве объекта используют диффузный экран-предмет, влияние которого на пространственную структуру исследуемого излучения легко учесть. Схема записи таких голограмм показана на рис. 10.10.

Функцию пространственной когерентности методом ГОИ можно вычислить, используя только распределение интенсивности, измеренное в восстановленном изображении экрана:

$$|\gamma_{ij}| = |\gamma_{ji}| = \sqrt{\frac{I_{ji}I_{ii}}{I_{ij}I_{jj}}},$$

где  $i$  и  $j$  — точки на голограмме;  $I_{ji}$  ( $I_{ij}$ ) — интенсивность излучения, измеренная в точке  $i$  ( $j$ ), восстановленного изображения при восстановлении голограммы через точку  $j$  ( $i$ );  $I_{ii}$  ( $I_{jj}$ ) — интенсивность излучения, измеренная в точке  $i$  ( $j$ ) при восстановлении голограммы через точку  $i$  ( $j$ ). Кроме того, восстанавливая голограмму через различные точки и измеряя распределение интенсивностей в восстановленном изображении экрана, можно вычислить распределение интенсивности в плоскости торца лазера:

$$\frac{I_i}{I_j} = \sqrt{\frac{I_{ii}I_{jj}}{I_{ji}I_{ij}}}.$$

Рассмотренный голографический метод измерения пространственной когерентности пригоден лишь для того источника, с которым записана голограмма. Это обусловлено тем, что инфор-

мация о когерентности регистрируется на этапе записи голограммы.

Существуют также методы, основанные на исследовании картины дифракции, которые находят применение для исследования степени пространственной когерентности. Распределение интенсивности излучения, испытавшего дифракцию на отверстии некоторой определенной формы, описывается выражением

$$I(\mathbf{R}) = C_0 \int_{S_1} \int_{S_2} [I(\mathbf{r}_1) I(\mathbf{r}_2)]^{1/2} |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| e^{i k \mathbf{r}^1} dS_1 dS_2,$$

где  $I(\mathbf{r}_1)$  и  $I(\mathbf{r}_2)$  — интенсивность света в двух произвольных бесконечно малых площадках  $dS_1$  и  $dS_2$  в окрестности точек, определяемых радиусами-векторами  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$ ;  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор точки наблюдения;  $S$  — площадь отверстия. Для отверстия простой формы решение задачи о нахождении степени пространственной когерентности  $|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$  из интегрального уравнения может быть выполнено. Измерение распределения интенсивности дифрагированного света и интенсивности света на апертуре позволяет определить  $|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|$ .

### 10.3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Поляризация луча полностью определяется изменением во времени  $t$  вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , наблюдаемого в фиксированной точке пространства.

Известно, что строго монохроматический свет всегда поляризован, т. е. конец электрического вектора в каждой точке пространства движется периодически, описывая в общем случае эллипс, который в частных случаях переходит в круг или прямую линию. Реально изменение векторов поля лазерного излучения не является ни вполне регулярным, ни вполне нерегулярным, и можно сказать, что лазерный свет частично поляризован. Покажем, что для такой волны все наблюдаемые явления зависят от интенсивности двух произвольных взаимно ортогональных компонент электрического вектора, перпендикулярных к направлению распространения, и от существующей между ними корреляции.

Компоненты электрического вектора можно представить в виде:

$$E_x(t) = a_1(t) e^{i[\alpha_1(t) - 2\pi \bar{\nu} t]}, \quad E_y(t) = a_2(t) e^{i[\alpha_2(t) - 2\pi \bar{\nu} t]},$$

где  $a$ ,  $\alpha$  и  $\bar{\nu}$  — амплитуда, фаза и линейная частота волны. Если бы свет был строго монохроматическим, то эти величины были бы постоянными и не зависели от времени. Для квазимонохроматического излучения эти величины зависят от времени  $t$ .

Предположим, что запаздывание  $y$ -компоненты электрического вектора относительно  $x$ -компоненты по фазе равно  $\gamma$  (это можно осуществить с помощью компенсатора). Рассмотрим интенсивность  $I(\varphi, \psi)$  световых колебаний в направлении, которое об-

разует угол  $\varphi$  с положительным направлением оси  $x$ . Такое колебание можно получить, если пропустить свет через поляризатор, ориентированный соответствующим образом. Так, компоненту электрического вектора в указанном направлении после введения запаздывания на угол  $\varphi$  можно представить в виде

$$E(t, \varphi, \gamma) = E_x \cos \varphi + E_y e^{i\gamma} \sin \varphi.$$

Тогда

$$I(\varphi, \gamma) = \langle E(t, \varphi, \gamma) E^*(t, \varphi, \gamma) \rangle = J_{xx} \cos^2 \varphi + J_{yy} \sin^2 \varphi + J_{xy} e^{-i\gamma} \cos \varphi \sin \varphi + J_{yx} e^{i\gamma} \sin \varphi \cos \varphi, \quad (10.6)$$

где  $J_{xx}$ ,  $J_{yy}$ ,  $J_{xy}$ ,  $J_{yx}$  — элементы матрицы

$$J = \begin{vmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle a_1^2 \rangle & \langle a_1 a_2 e^{i(\alpha_1 - \alpha_2)} \rangle \\ \langle a_1 a_2 e^{-i(\alpha_1 - \alpha_2)} \rangle & \langle a_2^2 \rangle \end{vmatrix}. \quad (10.7)$$

Диагональные элементы матрицы  $J$  вещественны и, как видно, представляют собой интенсивности  $x$ - и  $y$ -компонент электрического вектора. Сумма диагональных элементов матрицы (10.7) равна полной интенсивности света:

$$J_{xx} + J_{yy} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle.$$

Недиагональные элементы в общем случае комплексны, но они являются сопряженными. Пронормируем смешанный член  $J_{xy}$ , полагая

$$\mu_{xy} = |\mu_{xy}| e^{i\beta_{xy}} = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx} J_{yy}}}, \quad |\mu_{xy}| \leq 1. \quad (10.8)$$

Комплексный коэффициент корреляции  $\mu_{xy}$  играет примерно ту же роль, что и комплексная степень когерентности  $\gamma = \Gamma / \sqrt{J_1 J_2}$ . Он служит мерой корреляции между  $x$ - и  $y$ -компонентами электрического вектора. Модуль  $|\mu_{xy}|$  служит мерой их степени корреляции, а фаза  $\beta_{xy}$  этого коэффициента — мерой их эффективной разности фаз. Матрица  $J$  (10.7) называется матрицей когерентности световой волны. Поскольку  $J_{xx}$  и  $J_{yy}$  не могут быть отрицательными, то из (10.8) следует, что определитель матрицы когерентности неотрицателен:

$$|J| = J_{xx} J_{yy} - J_{xy} J_{yx} \geq 0. \quad (10.9)$$

Если использовать соотношение  $J_{xy} = J_{yx}^*$ , то (10.6) с учетом (10.8) примет вид

$$I(\varphi, \gamma) = J_{xx} \cos^2 \varphi + J_{yy} \sin^2 \varphi + 2\sqrt{J_{xx} J_{yy}} \cos \varphi \sin \varphi |\mu_{xy}| \cos(\beta_{xy} - \gamma). \quad (10.10)$$

Элементы матрицы когерентности можно определить посредством относительно простых экспериментов. Необходимо лишь

измерить интенсивность для нескольких различных значений  $\varphi$  (ориентации поляризатора) и  $\gamma$  (запаздывания по фазе, создаваемого компенсатором) и решить соотношения, полученные из (10.6).

Пусть  $(\varphi, \gamma)$  обозначает результаты измерений, соответствующие определенной паре значений  $\varphi$  и  $\gamma$ . Удобно использовать следующие их значения:

$$(0, 0); (45^\circ, 0); (90^\circ, 0); (135^\circ, 0); (45^\circ, \pi/2); (135^\circ, \pi/2).$$

Из (10.6) вытекает, что элементы матрицы когерентности выражаются через интенсивности, полученные в результате измерений при шести указанных значениях, в виде:

$$\left. \begin{aligned} J_{xx} &= I(0, 0); \quad J_{yy} = I(90^\circ, 0); \\ J_{xy} &= \frac{1}{2} \{ I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0) + \\ &+ \frac{1}{2} j \{ I(45^\circ, \frac{\pi}{2}) - I(135^\circ, \frac{\pi}{2}) \}; \\ J_{yx} &= \frac{1}{2} \{ I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0) - \\ &- \frac{1}{2} j \{ I(45^\circ, \frac{\pi}{2}) - I(135^\circ, \frac{\pi}{2}) \}. \end{aligned} \right\} \quad (10.11)$$

Видно, что для определения  $J_{xx}$ ,  $J_{yy}$  и вещественной части  $J_{xy}$  (или  $J_{yx}$ ) необходим лишь поляризатор. Величины  $J_{xx}$  и  $J_{yy}$  можно определить из измерений с поляризатором, ориентированным так, чтобы пропускать компоненты с азимутами  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 90^\circ$  соответственно. Для получения вещественной части  $J_{xy}$  необходимы измерения с поляризатором, вначале ориентированным так, чтобы пропускать компоненту с азимутом  $\varphi = 45^\circ$ , а затем компоненту с азимутом  $\varphi = 135^\circ$ . Для определения мнимой части  $J_{xy}$  (или  $J_{yx}$ ) требуется также, согласно двум последним соотношениям в (10.11), компенсатор, который вносил бы разность фаз в четверть периода между  $x$ - и  $y$ -компонентами (например, пластинка  $\lambda/4$ ). Поляризатор при этом вначале ориентирован так, что он пропускает компоненту с азимутом  $\varphi = 45^\circ$ , а затем компоненту с азимутом  $\varphi = 135^\circ$ .

Из выражения (10.10) следует, что два пучка света с одинаковыми матрицами когерентности эквивалентны в том смысле, что в ряде аналогичных экспериментов с поляризатором и компенсатором получают одинаковые (усредненные по времени) интенсивности.

Рассмотрим случай строго монохроматического лазерного излучения. Для него  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  не зависят от времени, и матрица когерентности примет вид

$$J = \begin{vmatrix} a_1^2 & a_1 a_2 e^{j\beta} \\ a_1 a_2 e^{-j\beta} & a_2^2 \end{vmatrix}, \quad (10.12)$$

где  $\beta = \alpha_1 - \alpha_2$ .

Видим, что в этом случае

$$|J| = J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} = 0, \quad (10.13)$$

т. е. детерминат матрицы когерентности равен нулю. Тогда для комплексной степени когерентности компонент  $E_x$  и  $E_y$  имеем

$$\mu_{xy} = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx}J_{yy}}} = e^{i\beta}.$$

Таким образом, ее абсолютное значение равно единице (полная когерентность), а ее фаза равна разности фаз обоих компонент.

В случае линейно поляризованного света  $\beta = m\pi$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), и матрица когерентности имеет вид

$$J = \begin{vmatrix} a_1^2 & (-1)^m a_1 a_2 \\ (-1)^m a_1 a_2 & a_2^2 \end{vmatrix}.$$

Электрический вектор колеблется в направлении, задаваемом соотношением  $E_y/E_x = (-1)^m a_2/a_1$ . В частности, каждая из матриц

$$J_x = I \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad J_y = I \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

соответствует линейно поляризованному свету интенсивности  $I$  с электрическим вектором, направленным по оси  $x$  ( $a_2 = 0$ ) и оси  $y$  ( $a_1 = 0$ ) соответственно. Матрицы

$$J = \frac{1}{2} I \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}; \quad J = \frac{1}{2} I \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{vmatrix}$$

соответствуют линейно поляризованному свету интенсивности  $I$  с электрическим вектором, направленным соответственно под углом  $45^\circ$  и  $135^\circ$  к оси  $x$  ( $a_1 = a_2$  при  $m = 0$  и  $a_1 = -a_2$  при  $m = 1$ ).

Для света, поляризованного по кругу, имеем  $a_1 = a_2$ ,  $\beta = m\pi/2$  ( $m = \pm 1, \pm 3$ ), и значит, матрица когерентности имеет вид

$$J = \frac{1}{2} I \begin{vmatrix} 1 & \pm j \\ \mp j & 1 \end{vmatrix},$$

где  $I$  — интенсивность света. Верхний или нижний знак соответствует правой или левой поляризацией.

Реальное квазимонохроматическое лазерное излучение можно рассматривать как сумму полностью неполяризованной и полностью поляризованной волн, не зависящих друг от друга. Для этого необходимо лишь показать, что любую матрицу когерентности  $J$  можно единственным образом выразить в виде

$$J = J^{(1)} + J^{(2)}, \quad (10.14)$$



где в соответствии с (10.12) и (10.13)

$$J^{(1)} = \begin{vmatrix} A & 0 \\ 0 & A \end{vmatrix}; \quad J^{(2)} = \begin{vmatrix} B & D \\ D^* & C \end{vmatrix}, \quad (10.15)$$

причем  $A \geq 0$ ;  $B \geq 0$ ;  $C \geq 0$  и  $BC - DD^* = 0$ .

Если  $J_{xx}$ ,  $J_{xy}$  — элементы матрицы когерентности, характеризующие исходную волну, то на основе (10.14) и (10.15) имеем

$$J = \begin{vmatrix} A + B = J_{xx} & D = J_{xy} \\ D^* = J_{yx} & A + C = J_{yy} \end{vmatrix}. \quad (10.16)$$

Подставляя (10.16) в (10.15), получим следующее уравнение:

$$(J_{xx} - A)(J_{yy} - A) - J_{xy}J_{yx} = 0, \quad (10.17)$$

для которого  $A$  является характеристическим корнем (собственным значением) матрицы когерентности  $J$ . Два корня уравнения (10.17) равны:

$$A = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|}, \quad (10.18)$$

где, как и ранее,  $|J|$  — определитель (10.9). Так как  $J_{yx} = J_{xy}^*$ , произведение  $J_{xy}J_{yx}$  неотрицательно и из (10.9) следует, что

$$|J| \leq J_{xx}J_{yy} \leq (J_{xx} + J_{yy})^2.$$

Значит, оба корня (10.18) вещественны и неотрицательны. Рассмотрим вначале решение со знаком минус перед квадратным корнем. Имеем:

$$A = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) - \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|};$$

$$B = \frac{1}{2}(J_{xx} - J_{yy}) + \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|};$$

$$D = J_{yx}; \quad D^* = J_{xy}; \quad C = \frac{1}{2}(J_{yy} - J_{xx}) + \frac{1}{2} \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|}.$$

Поскольку

$$\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|} = \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} \geq |J_{xx} - J_{yy}|,$$

то  $B$  и  $C$  также неотрицательны, как и требуется. Второй корень (10.18) (со знаком «плюс» перед квадратным корнем) дает отрицательные значения  $B$  и  $C$ , и поэтому его следует отбросить. Таким образом, получили единственное разложение требуемого вида.

Полная интенсивность квазимонохроматического излучения равна

$$I_{\text{полн}} = J_{xx} + J_{yy}$$

а полная интенсивность поляризованной части

$$I_{\text{поляр}} = B + C = \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|}.$$

Отношение интенсивности поляризованной части к полной интенсивности называется степенью поляризации  $P$  волны. Тогда имеем

$$P = \frac{I_{\text{поляр}}}{I_{\text{полн}}} = \sqrt{1 - \frac{4|J|}{(J_{xx} + J_{yy})^2}}. \quad (10.19)$$

Это выражение содержит лишь два инварианта вращения матрицы когерентности, и поэтому, как и следовало бы ожидать, степень поляризации не зависит от выбора осей  $ox$ ,  $oy$ . Из (10.19) вытекает, что  $0 \leq P \leq 1$ , так как  $(J_{xx} + J_{yy})^2 \geq 4|J|$ .

Когда  $P = 1$ , неполяризованная компонента отсутствует, и волна полностью поляризована. При этом  $|J| = 0$ , так что  $|\mu_{xy}| = 1$  и, следовательно,  $E_x$  и  $E_y$  взаимно коррелируют друг с другом. Когда  $P = 0$ , отсутствует поляризованная компонента. Волна тогда полностью неполяризована. В этом случае  $(J_{xx} + J_{yy})^2 = 4|J|$ , а значит,

$$(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx} = 0.$$

Так как  $J_{yx} = J_{xy}^*$ , то находим, что равна нулю сумма квадратов двух величин, а это возможно лишь в том случае, когда каждая из них равна нулю, т. е. когда  $J_{xx} = J_{yy}$  и  $J_{xy} = J_{yx} = 0$ . Тогда  $E_x$  и  $E_y$  взаимно не коррелируют,  $|\mu_{xy}| = 0$ . При условии  $0 \leq P < 1$  говорим, что свет частично поляризован.

Как отмечалось ранее, для характеристики плоской квази-монохроматической волны необходимы вещественные величины, например  $J_{xx}$ ,  $J_{yy}$ , вещественная и мнимая части  $J_{xy}$  (или  $J_{yx}$ ). В своих исследованиях, относящихся к частично поляризованному свету, Стокс ввел несколько отличное представление с четырьмя параметрами, тесно связанное с рассмотренным выше. Параметрами Стокса общего вида являются следующие четыре величины:

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= \langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle; \\ S_1 &= \langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle; \\ S_2 &= 2 \langle a_1 a_2 \cos \beta \rangle; \\ S_3 &= 2 \langle a_1 a_2 \sin \beta \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (10.20)$$

где, как и прежде,  $a_1$  и  $a_2$  — мгновенные амплитуды двух взаимно перпендикулярных компонент электрического вектора  $E_x$  и  $E_y$ ;  $\beta = \alpha_1 - \alpha_2$  — разность фаз. Для монохроматического света  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\beta$  не зависят от времени.

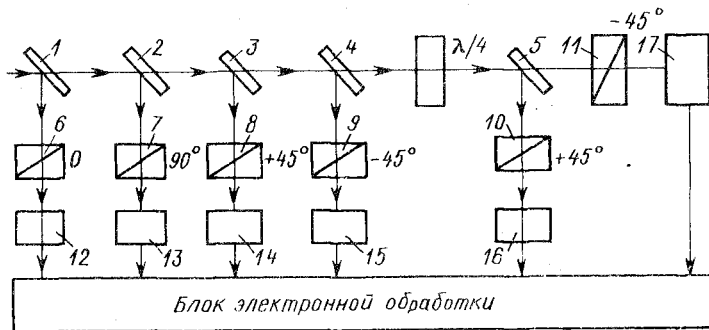


Рис. 10.11. Схема измерения параметров Стокса:

1—5 — светоделительные пластины; 6—11 — линейные поляризаторы; 12—17 — фотоприемники

Из (10.20) и (10.7) следует, что параметры Стокса и элементы матрицы когерентности связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= J_{xx} + J_{yy}; & J_{xx} &= \frac{1}{2} (S_0 + S_1); \\ S_1 &= J_{xx} - J_{yy}; & J_{yy} &= \frac{1}{2} (S_0 - S_1); \\ S_2 &= J_{xy} + J_{yx}; & J_{xy} &= \frac{1}{2} (S_2 + jS_3); \\ S_3 &= j(J_{xy} - J_{yx}); & J_{yx} &= \frac{1}{2} (S_2 - jS_3). \end{aligned} \right\} \quad (10.21)$$

Как и элементы матрицы когерентности, параметры Стокса любой плоской квазимонохроматической волны можно определить с помощью простых экспериментов. Для этого, как и ранее, обозначим через  $I(\varphi, \gamma)$  интенсивность световых колебаний в направлении, образующем угол  $\varphi$  с осью  $x$ , и примем, что их  $y$ -компонента запаздывает на величину  $\gamma$  по отношению к  $x$ -компоненте. Тогда на основе соотношений (10.11) и (10.21) имеем:

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= I_1(0, 0) + I_2(90^\circ, 0); \\ S_1 &= I_1(0, 0) - I_2(90^\circ, 0); \\ S_2 &= I_3(45^\circ, 0) - I_4(135^\circ, 0); \\ S_3 &= I_5\left(45^\circ, \frac{\pi}{2}\right) - I_6\left(135^\circ, \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (10.22)$$

Параметр  $S_0$  представляет собой полную интенсивность. Параметр  $S_1$  равен разности интенсивностей линейно поляризованного света, прошедшего через поляризаторы, с азимутами  $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$ . Так же интерпретируют и параметр  $S_2$ , но для азимутов  $\varphi = 45^\circ$  и  $\varphi = 135^\circ$ . Параметр  $S_3$  равен разности интенсивностей света, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с правой круговой поляризацией, и света, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с левой круговой поляризацией.

Если использовать соотношения (10.21), то все приведенные выше результаты можно выразить не через матрицу когерентности, а с помощью параметров Стокса. В частности, условие (10.9), а именно  $J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} \geq 0$ , примет вид

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (10.23)$$

Для монохроматического света имеем согласно (10.13)  $J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} = 0$ , и тогда в (10.23) получим знак равенства:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2.$$

Квазимонохроматическую волну можно разложить на взаимно независимые поляризованную и неполяризованную части, используя представление через параметры Стокса. Известно, что параметры Стокса системы независимых волн равны сумме соответствующих параметров Стокса отдельных волн. Для неполяризованной волны (естественный свет) справедливо соотношение  $S_1 = S_2 = S_3 = 0$ . Обозначим четыре параметра Стокса  $S_0, S_1, S_2, S_3$  одним символом  $S$ . Тогда для волны, характеризующейся параметром  $S$ , требуемое разложение примет вид

$$S = S_n^{(1)} + S_n^{(2)},$$

где  $S_n^{(1)} = S_0$ ;  $S_n^{(2)} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$ .

Параметр  $S_n^{(1)}$  соответствует неполяризованной части волны, а параметр  $S_n^{(2)}$  — поляризованной. Следовательно, с помощью параметра Стокса степень поляризации исходной волны можно выразить в виде

$$P = \frac{I_{\text{поляризованная}}}{I_{\text{полная}}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}.$$

То же выражение нетрудно получить, подставляя (10.21) в (10.19).

Рассмотренные способы представления векторных характеристик световой волны удобны для систематического анализа и исследования изменений состояния поляризации лазерного излучения. Так, одновременное проведение шести измерений интенсивности, необходимое в соответствии с (10.22), может быть осуществлено с помощью схемы, изображенной на рис. 10.11.

Схема предназначена для измерения параметров Стокса как непрерывного, так и импульсного излучения лазеров. Исследуемое излучение с помощью светоделительных пластин делится на шесть каналов, в каждом из которых формируются условия регистрации интенсивности света в соответствии с (10.22). Необходимая поляризационная селекция излучения может быть обеспечена за счет отражательных свойств светоделителей. Ориентировочные значения погрешности измерения в такой схеме составляют для степени поляризации 1%, эллиптичности — 10%, азимута — 2%.

Под управлением излучением лазеров понимается процесс, в результате которого происходит изменение одного или нескольких параметров лазерного излучения. К таким параметрам можно отнести амплитуду, фазу, частоту, угловую расходимость, поляризацию, длительность импульса, направление распространения излучения лазера. Поэтому приборы управления по их функциональному назначению подразделяются на две большие группы. К первой относятся приборы, позволяющие изменять амплитуду, фазу, частоту, поляризацию, длительность импульса излучения лазеров. Эти приборы называются модуляторами. Вторую группу составляют приборы, позволяющие изменять направление распространения луча в соответствии с желаемым законом. Такие приборы называются дефлекторами.

### 11.1. МОДУЛЯТОРЫ

Конструктивно модуляторы света могут располагаться как вне лазера в виде самостоятельного устройства, так и внутри резонатора, являясь составным элементом лазера. В первом случае управление параметрами излучения осуществляется после выхода луча из резонатора лазера, во втором случае — в процессе формирования луча в резонаторе.

По принципу действия модуляторы классифицируются по применяемому в них физическому эффекту. Так, в настоящее время разработаны модуляторы света на основе электро-, магнитно- и акустооптического эффектов, а также эффектов на основе расщепления спектральных линий под действием магнитного или электрического полей. Однако широкое практическое использование находят модуляторы на основе электро- и акустооптического эффектов.

Электрооптические модуляторы. К основным рабочим характеристикам модуляторов этого типа относятся следующие.

1. Глубина или степень модуляции  $\eta$ , являющаяся одной из самых важных характеристик. В случае модуляции по интенсивности, когда приложенный электрический сигнал действует с целью уменьшить интенсивность проходящего света, величину  $\eta$  находят по формуле

$$\eta = (I_0 - I)/I_0,$$

где  $I$  — интенсивность прошедшего света;  $I_0$  — интенсивность света, прошедшего через модулятор в отсутствие электрического сигнала. Если приложенный электрический сигнал увеличивает интенсивность проходящего света, то величина  $\eta$  равна

$$\eta = (I - I_0)/I_m,$$

где  $I_m$  — интенсивность проходящего света при приложении максимального электрического сигнала. Максимальная глубина модуляции, или коэффициент ослабления, определяется выражениями:

$$\eta_{\max} = (I_0 - I_m)/I_0 \text{ при } I_m \leq I;$$

$$\eta_{\max} = (I_m - I_0)/I_m.$$

Можно также рассчитать глубину модуляции для фазовых модуляторов, поскольку изменение фазы можно связать с изменением интенсивности в виде функции. Для интерференционных модуляторов глубина модуляции описывается функцией

$$\eta = \sin^2 (\Delta\varphi/2),$$

где  $\Delta\varphi$  — изменение фазы.

Для частотных модуляторов максимальная девиация будет

$$D_{\max} = |\nu_m - \nu_0|/\nu_0,$$

где  $\nu_0$  — оптическая несущая частота;  $\nu_m$  — смещенная оптическая частота, соответствующая приложению максимального электрического поля.

2. Полоса пропускания, или диапазон частот модуляции. Обычно считают, что полоса пропускания модулятора определяется разностью между верхней и нижней частотами, при которой глубина модуляции уменьшается на 50% ее максимального значения.

3. Потери, вносимые модулятором. Потери, как правило, выражаются в децибеллах. Они задаются выражением

$$J_i = 10 \lg (I_i/I_0),$$

где  $I_i$  — интенсивность света в отсутствие модулятора;  $I_0$  — передаваемая интенсивность при наличии модулятора, но без приложенного электрического сигнала.

Для модуляторов, у которых при приложении электрического сигнала увеличивается интенсивность проходящего света, потери определяются формулой

$$J_i = 10 \lg (I_m/I_0),$$

где  $I_m$  — передаваемая интенсивность, соответствующая приложению максимального электрического сигнала. Вносимые потери являются оптическими. Однако в конце концов они приводят к увеличению электрической энергии, подводимой к модулятору.

4. Потребляемая мощность. Для модуляторов потребляемая электрическая мощность увеличивается с увеличением частоты

модуляции. Характерным показателем поэтому является потребляемая мощность на единицу ширины полосы модуляции, т. е.  $P/\Delta f$  [мВт/МГц].

5. Изоляция. Это характеристика изоляции между различными входами и выходами модулятора. Изоляция между входом и выходом является максимальной глубиной модуляции. Ее обычно выражают в децибеллах.

Явление, на котором основано действие электрических модуляторов, связано с изменением показателя преломления вещества под действием приложенного электрического поля. В общем случае этот эффект является анизотропным и имеет как линейную составляющую (эффект Поккельса), так и нелинейную (эффект Керра). В твердых кристаллических веществах изменение показателя преломления, обусловленное линейным электрооптическим эффектом, можно характеризовать изменением компонент оптической индикатрисы кристалла. Уравнение эллипсоида показателей преломления в присутствии электрического поля имеет вид

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + \\ + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1.$$

Если оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  выбирать параллельно главным осям кристалла, линейное изменение коэффициентов, обусловленное введением электрического поля  $E$ , описывается выражением:

$$\Delta(1/n^2)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j, \quad (11.1)$$

где  $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ ;  $j = 1, 2, 3$  (в соответствии с осями координат  $x$ ,  $y$  и  $z$ );  $r_{ij}$  — компоненты электрооптического тензора (электрооптический модуль) линейного электрооптического эффекта. Если выражение (11.1) представить в матричной форме  $6 \times 3 [r_{ij}]$ , то такая матрица называется электрооптическим тензором. Можно показать, что линейный электрооптический эффект существует лишь в кристаллах, не обладающих инверсной симметрией. Даже в случае нецентросимметричных кристаллов для большинства классов симметрии лишь несколько компонент электрооптического тензора отличны от нуля. Для кристаллов симметрии  $43m$  отличны от нуля только элементы  $r_{41}$ ,  $r_{52}$  и  $r_{63}$ , причем  $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ . Поэтому при проектировании электрооптических модуляторов необходимо тщательно выбирать как тип материала, так и его ориентацию относительно приложенного электрического поля. Такие материалы, как GaAs, GaP, LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> и кварц, имеют малые оптические потери и большие коэффициенты Поккельса. Таким образом, в электрооптических модуляторах широко используется линейный электрооптический эффект.

Нелинейный (квадратичный) электрооптический эффект Керра выражен сравнительно слабо у большинства материалов, используемых для изготовления модуляторов. К тому же нелинейная

зависимость от электрического поля вводит нежелательное искажение в модулированный сигнал. Таким образом, этот факт ограничивает использование эффекта Керра во многих случаях применения.

Известно, что скорость распространения света в среде обратно пропорциональна показателю преломления. Компоненты световой волны с ортогональными поляризациями при прохождении через кристалл толщиной  $l$  получают фазовую задержку, равную

$$\Gamma = (2\pi/\lambda) (n_1 - n_2) l, \quad (11.2)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления для волн с ортогональными поляризациями.

При приложении электрического поля вдоль оптической оси кристалла в случае линейного электрооптического эффекта возникающая разность фаз двух компонент светового пучка равна

$$\Gamma = 2\pi n_0^3 r_{63} E_z l / \lambda, \quad (11.3)$$

где  $E_z$  — напряженность электрического поля вдоль оси  $z$ . Поскольку  $E = U/l$ , где  $U$  — приложенное напряжение, то выражение (11.3) можно представить в виде

$$\Gamma = 2\pi n_0^3 r_{63} U / \lambda. \quad (11.4)$$

Если линейно поляризованная волна, пройдя через электрооптический кристалл, приобретает дополнительную разность фаз и останется линейно поляризованной, то ее плоскость поляризации повернется на  $90^\circ$ . Можно определить напряжение, необходимое для такой фазовой задержки. Положив в (11.4)  $\Gamma = \pi$ , получим

$$U_{\lambda/2} = \lambda / (2n_0^3 r_{63}). \quad (11.5)$$

Данное напряжение называется полуволновым, оно является справочным параметром для электрооптических материалов.

Работа электрооптического модулятора состоит в следующем. Если на электрооптический кристалл вдоль оптической оси падает линейно поляризованная волна и приложенное напряжение  $U = 0$ , то показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей совпадают. Это приведет к тому, что положение плоскости поляризации света после прохождения кристалла не изменится. При приложении к кристаллу полуволнового напряжения плоскость поляризации повернется на  $90^\circ$ . Кристалл помещают между двумя поляризаторами, плоскости поляризации которых по отношению друг к другу составляют  $\pi/2$ . Если плоскость поляризации световой волны на входе совпадает с положением плоскости поляризации первого поляризатора, то после второго поляризатора интенсивность световой волны будет максимальной. Если же приложенное напряжение будет равно нулю, то на выходе после второго поляризатора света не будет.



При промежуточных значениях приложенного напряжения интенсивность света после второго поляризатора будет изменяться по закону

$$I = I_0 \sin^2 \Gamma/2,$$

где  $I$  — интенсивность света на выходе;  $I_0$  — интенсивность света на входе модулятора.

Таким образом, при изменении напряжения, подаваемого на модулятор, можно осуществить полную модуляцию светового потока при минимальных нелинейных искажениях сигнала.

Формула (11.5) справедлива для продольного электрооптического эффекта, когда направление приложенного электрического поля совпадает с направлением светового потока. Для поперечного электрооптического эффекта, когда направление приложенного электрического поля перпендикулярно к направлению светового потока, выражение для полуволнового напряжения будет иметь вид

$$U_{\lambda/2} = [\lambda/(n_0^3 r_{63})] (2d/l),$$

где  $d$  — толщина кристалла. Поскольку практически  $d \leq l$ , то значение  $U_{\lambda/2}$  уменьшается для поперечного эффекта в  $l/2d$  раз. Отсюда видно, что в выпускаемых промышленностью электрооптических модуляторах используется поперечный электрооптический эффект. К тому же следует отметить, что свет распространяется перпендикулярно к оптической оси кристалла. В этом случае имеет место максимальное значение двойного лучепреломления ( $n_1 - n_2$ ) в формуле (11.2). В используемых в модуляторах кристаллах двулучепреломление, а следовательно, набег фазы сильно зависят от изменения температуры окружающей среды. Для компенсации этого эффекта используется каскадное включение двух кристаллов со сдвинутыми на  $90^\circ$  кристаллографическими осями. В качестве активного материала в электрооптических модуляторах используются ниобат лития, танталат лития, арсенид галлия, а также кристаллы дигидрофосфата калия, дигидрофосфата аммония и другие.

С техническими и спектральными характеристиками электрооптических модуляторов можно ознакомиться в справочной литературе по лазерной технике.

**Акустооптические модуляторы.** Акустические волны также можно использовать для управления параметрами лазерного излучения. Акустооптический эффект заключается в изменении показателя преломления, которое вызывается механическими напряжениями (фотоупругий эффект), возникающими при прохождении упругих акустических волн по материалу. В результате этого имеет место периодическое изменение показателя преломления. Следует отметить два основных типа акустооптических модуляторов: конфигурации Брэгга и Рамана—Ната, отличающиеся друг от друга в основном длиной взаимодействия между оптическими и акустическими волнами.

Изменение показателя преломления  $\Delta n$  связано с акустической мощностью выражением

$$\Delta n = \sqrt{n^6 p^2 10^7 P_a / 2 \rho v_a^3 A}, \quad (11.6)$$

где  $n$  — показатель преломления материала в отсутствие напряжения;  $p$  — соответствующий элемент тензора фотоупругости;  $P_a$  — полная акустическая мощность;  $\rho$  — плотность материала;  $v_a$  — скорость звуковых волн;  $A$  — площадь поперечного сечения образца, через которую проходит волна. Обозначим в формуле (11.6)

$$k = n^6 p^2 / \rho v_a^3.$$

Для  $\text{LiNbO}_3$  при  $\lambda = 0,6328$  мкм значение  $k = 6,9 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/см, а для плавленого кварца  $k = 1,51 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/см. Таким образом, из выражения (11.6) следует, что значение  $\Delta n$  для этих материалов имеет порядок  $10^{-4}$  при плотности мощности акустической волны 100 Вт/см<sup>2</sup>. Несмотря на столь малое значение  $\Delta n$ , которое можно получить с помощью акустических волн, полное их воздействие на пучок света оказывается существенным и, таким образом, оказывается возможным получать значительные дифракционные эффекты.

В акустооптических модуляторах в основном используется бегущая акустическая волна, поэтому индуцируемая решеточная структура профиля показателя преломления материала фактически движется относительно лазерного луча. Дифракция оптических волн достигается за счет взаимодействия с объемными либо с поверхностными акустическими волнами. Последний эффект используется в оптических интегральных схемах.

Возможны два основных вида акустооптической модуляции. В модуляторах типа Рамана—Ната лазерный луч падает перпендикулярно к акустическому пучку, и длина взаимодействия между ними относительно мала. Оптические волны дифрагируют на фазовой решетке, что приводит к получению ряда интерференционных пиков в картине дальнего поля. В модуляторах типа Брэгга лазерный луч падает под определенным углом (углом Брэгга) к штрихам решеточной структуры, и при этом наблюдается лишь один дифракционный максимум в картине излучения в дальнем поле.

Схема акустического модулятора Рамана—Ната представлена на рис. 11.1, а. Вследствие взаимодействия луч испытывает сдвиг фазы

$$\Delta \Phi = (\Delta n 2\pi l / \lambda_0) \sin (2\pi y / \Lambda), \quad (11.7)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны излучения лазера;  $\Lambda$  — длина волны звука. Лазерный луч распространяется вдоль оси  $z$ , а начало координат соответствует центру падающего луча. Из (11.6) и (11.7) следует, что

$$\Delta \Phi = (2\pi / \lambda_0) \sqrt{(k 10^7 P_a l / 2a) \sin (2\pi y / \Lambda)}.$$

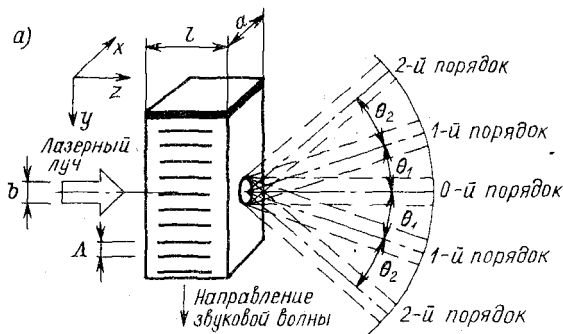
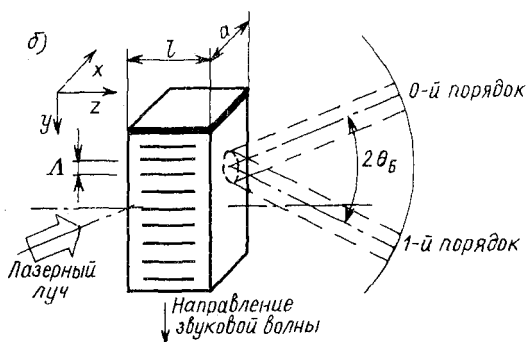


Рис. 11.1. Схема акусто-оптического модулятора: *а* — Рамана — Ната; *б* — Брэгга



Для получения дифракции Рамана—Ната длина взаимодействия должна быть малой, чтобы не возникло многократной дифракции, т. е. должно выполняться условие

$$l \ll \Lambda^2/\lambda, \quad (11.8)$$

где  $\lambda$  — длина волны луча внутри материала модулятора. Лазерный луч дифрагирует на ряд пучков разных порядков, которые с углом  $\theta$  связаны следующим образом:

$$\sin \theta = m\lambda_0/\Lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (11.9)$$

Интенсивность излучения в дифракционном пучке соответствующего порядка задается соотношением

$$I/I_0 = \begin{cases} [J_m(\Delta\varphi')]^2/3, & |m| > 0; \\ [J_0(\Delta\varphi')]^2, & m = 0, \end{cases}$$

где  $J$  — функция Бесселя;  $I_0$  — интенсивность лазерного луча, прошедшего через модулятор при отсутствии акустического поля;  $\Delta\varphi'$  — максимальное значение  $\Delta\varphi$ , определяемое формулой (11.7),

$$\Delta\varphi = 2\pi l \Delta n/\lambda_0 = (2\pi/\lambda_0) \sqrt{k 10^7 P_a l / 2a}. \quad (11.10)$$

Выходным сигналом обычно берут дифракционный пучок света нулевого порядка. В таком случае глубина модуляции равна

части света, которая уходит из нулевого в более высокие порядки:

$$\eta = [I_0 - I(m=0)]/I_0 = 1 - [J_0(\Delta\varphi')]^2.$$

Модуляторы Рамана—Ната представляют интерес в большей мере с теоретической точки зрения. Они имеют меньшую глубину модуляции, чем модуляторы Брэгга, и поэтому используются сравнительно редко.

В модуляторах Брэгга (рис. 11.1, б) длина взаимодействия между лазерным лучом и акустическим полем должна быть значительно большей, удовлетворяющей условию

$$l \gg \Lambda^2/\lambda. \quad (11.11)$$

Из сравнения выражений (11.8) и (11.11) можно увидеть, что существует некоторая промежуточная область  $l\lambda$ , в которой имеют место и дифракция Рамана—Ната, и дифракция Брэгга.

В случае реализации модулятора Брэгга угол падения лазерного луча должен равняться углу Брэгга  $\theta_B$ , который определяется соотношением  $\sin \theta_B = \lambda/2\Lambda$ . Дифракционный пучок 1-го порядка выходит под углом  $2\theta_B$  по отношению к пучку 0-го порядка. В таком случае глубину модуляции рассчитывают по формуле

$$\eta = \sin^2(\Delta\varphi/2). \quad (11.12)$$

Примем, что  $I_0$  — интенсивность излучения, прошедшая через модулятор, в отсутствие акустического поля;  $I$  — интенсивность излучения в пучке нулевого порядка при наличии акустического поля. Глубина модуляции может быть определена с учетом выражений (11.10) и (11.12):

$$\eta = (I_0 - I)/I_0 = \sin^2[(\pi/\lambda_0) \sqrt{10^7 k P_a l / 2a}].$$

Модуляторы Рамана—Ната и Брэгга могут быть изготовлены как в виде отдельного автономного прибора, так и в виде элемента оптической интегральной схемы. Обычно считают, что если выполняется условие  $a/\lambda \gg 1$ , то это объемный модулятор.

Таким образом, модуляция интенсивности осуществляется изменением акустической мощности, подводимой к электроакустическому преобразователю. Предельное значение ширины полосы пропускания определяется временем пробега ультразвуковой волны сечения светового пучка. Длительность фронта  $\tau_\Phi$  дифрагированного светового пучка при подаче на вход ультразвуковой ячейки импульса прямоугольной формы приблизительно равна

$$\tau_\Phi \approx 1,3 r_0/v_a,$$

где  $r_0$  — радиус светового пучка на уровне  $1/e$  интенсивности (при гауссовой форме сечения излучения). Так как полоса пропускания  $\Delta f = 0,35/\tau_\Phi$ , получаем

$$\Delta f = 0,27 v_a / r_0. \quad (11.13)$$

Поскольку обычно  $\lambda \ll \Lambda$ , то

$$\arcsin \lambda/2\Lambda \approx \lambda/2\Lambda = \lambda f_a/(2nv_a),$$

где  $f_a$  — акустическая частота. Для обеспечения качественного разделения дифрагированного и недифрагированного световых пучков необходимо выполнение условия

$$f_a = 4v_a/(\pi r_0). \quad (11.14)$$

Сравнивая (11.13) и (11.14), получаем  $f_a \approx 5\Delta f$ . Максимальная полоса пропускания существующих акустических модуляторов составляет десятки мегагерц. Особенностью модуляторов этого типа является хорошая температурная стабильность. В качестве оптического материала для модуляторов используются ниобат лития, арсенид галлия, фосфид галлия и другие.

## 11.2. ДЕФЛЕКТОРЫ

Эти устройства, как отмечалось ранее, позволяют изменять направление распространения луча по определенному закону или осуществлять сканирование луча. К основным характеристикам дефлекторов можно отнести разрешающую способность, скорость сканирования, эффективность сканирования, удельную электрическую мощность.

Разрешающая способность лазерного дефлектора равна количеству элементов разрешения в пределах угла сканирования  $\Delta\theta$ :

$$N = \Delta\theta/\delta\theta,$$

где  $\delta\theta$  — угловая расходимость излучения лазера.

Скорость сканирования характеризуется максимальным временем, в течение которого лазерный луч перебрасывается из одного крайнего положения в другое.

Эффективность сканирования определяет потери света в дефлекторе. Она равна отношению интенсивности отклоненного луча к интенсивности падающего луча на дефлектор.

Удельная мощность — это затраченная мощность для обеспечения отклонения луча на полный угол сканирования.

В дефлекторах используются механический, электрооптический и акустооптический принципы сканирования. Наиболее простым принципом является механический. Однако он обладает ограниченным быстродействием и поэтому применяется весьма редко. Наиболее широкое применение нашли электрооптический и акустооптический принципы, которые позволяют осуществлять непрерывное или дискретное сканирование луча.

В дефлекторах непрерывного отклонения на основе электрооптических материалов показатель преломления материала под действием приложенного напряжения изменяется на некоторую величину  $\Delta n$ . Если на призму из электрооптического материала с углом при вершине  $\alpha$  падает под углом  $\phi$  лазерный луч и под

углом  $\theta$  он выходит из призмы, то изменение угла, под которым луч выходит из призмы, в зависимости от изменения показателя преломления определяется соотношением

$$\Delta\theta = [\sin \alpha / (\cos \theta \cos \psi)] \Delta n,$$

где  $\psi$  — угол преломления лазерного луча.

В том случае, если угловая расходимость лазерного луча зависит только от дифракционного предела  $\lambda/D$ , где  $D$  — диаметр луча, то разрешающая способность призмленного дефлектора будет равна

$$N = \Delta\theta/\delta\theta = D \Delta n \sin \alpha / (\lambda \cos \theta \cos \psi). \quad (11.15)$$

Анализируя формулу (11.15), получим максимальную разрешающую способность

$$N_{\max} = l \Delta n / \lambda,$$

которая зависит в основном от длины основания призмы  $l$ .

Обычно на практике используют нормальное падение луча на грань призмы. В этом случае прошедший через призму луч будет иметь начальное отклонение на угол  $\theta_0$ . Для компенсации угла  $\theta_0$  первую призму сопрягают со второй. При этом луч проходит через две призмы и сохраняет направление своего распространения. Если приложить электрическое поле (поперечный электрооптический эффект), то после второй призмы луч отклонится на некоторый угол  $\Delta\theta$ .

В качестве электрооптического материала для дефлекторов используют титанат бария, танталат ниобия, дигидрофосфат калия и др. Быстродействие дефлекторов определяется скоростью переключения управляющего напряжения, которое составляет несколько сотен вольт. Паразитные емкости в электрической цепи, рассеяние части электрической мощности на кристалле и другие причины ограничивают быстродействие.

Действие акустооптических дефлекторов непрерывного сканирования основано на изменении показателя преломления акустооптических материалов, используемых в акустооптических модуляторах света. Из формулы (11.9) следует, что угол между двумя максимумами в дифракционной картине будет равен

$$\theta \approx \lambda / 2\Lambda. \quad (11.16)$$

Формулу (11.16) можно представить в виде

$$\theta = \lambda \omega_s / 2v_a, \quad (11.17)$$

где  $\omega_s$  — частота ультразвуковых колебаний;  $v_a$  — скорость акустической волны в материале. Из (11.17) видно, что углом  $\theta$  можно управлять за счет изменения  $\omega_s$ , так что

$$\Delta\theta = \lambda \Delta\omega_s / (2v_a).$$

Быстродействие акустооптических дефлекторов зависит от размера сечения отклоняемого оптического луча  $d$  и скорости рас-

пространения акустической волны в материале, т. е.  $\tau = d/v_a$ . Реально  $\tau$  составляет десятки микросекунд, что соответствует частоте сканирования луча, равной нескольким сотням кГц.

Разрешающая способность акустооптических дефлекторов при действии лазерного луча, когда расходимость определяется дифракционным пределом, равна

$$N = \Delta\theta/\delta\theta = d \Delta\omega_a/(2v_a). \quad (11.18)$$

Анализируя формулу (11.18), можно увидеть, от чего зависит разрешающая способность акустооптического модулятора. Однако в качестве материала используются оптически плотные материалы с большим показателем преломления. С другой стороны, эти же материалы должны обладать хорошей фотоупругостью. Формула (11.6) четко подчеркивает необходимость иметь оптически плотные материалы для получения эффективного акустооптического явления. В качестве материалов для акустооптических дефлекторов используются молибдат свинца, оптическое стекло, ниобат лития и другие.

Дефлекторы дискретного отклонения осуществляют перемещение луча на определенную угловую величину. Простейшая система, широко используемая на практике, включает элементы, изготовленные из электрооптического материала и материала с естественным двулучепреломлением. Последний материал служит для пространственного разделения лучей с различной поляризацией; тогда обыкновенный луч не изменит направления своего распространения, а необыкновенный луч отклонится на некоторую величину, в результате чего на выходе обыкновенный и необыкновенный лучи окажутся линейно смещенными относительно друг друга на величину  $h = l \operatorname{tg} \psi$ , где  $\psi$  — угол отклонения необыкновенного луча в материале, обладающем естественным двулучепреломлением;  $l$  — толщина пластины.

Если такие пары пластин установить каскадно, последовательно друг за другом, то общее количество пространственных положений, которые может занимать лазерный луч, будет равно  $N = 2^n$ , где  $n$  — число пар пластин.

Кроме описанного выше способа дискретного отклонения луча на практике применяются способы разделения лучей с помощью призмы Волластона, пластин с полным внутренним отражением и т. д. В интегральной оптике используется метод дискретного отклонения луча на принципе брэгговской дифракции света на поверхностной ультразвуковой волне.

Под нелинейно-оптическими явлениями в оптике понимают эффекты, определяемые процессами, нелинейно зависящими от интенсивности света, а область оптики, которая исследует и применяет эти эффекты, называется нелинейной оптикой.

Нелинейно-оптические эффекты представляют большой интерес для современной лазерной техники. Во-первых, когерентные нелинейные оптические эффекты лежат в основе принципа действия разнообразных приборов и устройств (оптических умножителей частоты, преобразователей сигналов и изображений, перестраиваемых параметрических генераторов света и т. д.). Во-вторых, в современных мощных и в особенности сверхмощных лазерных системах такие нелинейные оптические эффекты, как самофокусировка, самодефокусировка и самомодуляция, а иногда и вынужденное рассеяние, существенно влияют на пространственно-временную структуру излучения и во многих случаях ограничивают предельную выходную мощность.

### 12.1. НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Изучение нелинейных оптических эффектов началось в 1961 г., когда были выполнены первые эксперименты по генерации оптических гармоник и двухфотонному поглощению. До появления лазеров вопрос о зависимости оптических свойств среды от интенсивности излучения не стоял, так как нелинейные оптические эффекты обычно проявляются лишь в сильных световых полях, т. е. в таких, напряженность которых соизмерима с напряженностью внутриатомных полей. Известно, что напряженность внутриатомного поля для полупроводников имеет значение порядка  $10^7$  В/см, а для диэлектриков —  $10^9$  В/см. И если напряженность поля световой волны для тепловых источников света не превышает  $10^5$  В/см, то с появлением лазеров ситуация резко изменилась. Высокая пространственная когерентность лазерного излучения позволяет осуществлять значительную концентрацию световой энергии и получать световые пучки с интенсивностями  $10^8$ — $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, чему отвечают напряженности поля  $10^5$ — $10^8$  В/см. Теперь поле световой волны оказывается сопоставимым с внутриатомными полями, и световые волны, распространяясь в среде, взаимодействуют друг с другом, что проявляется в обмене энергией между разными волнами, в появлении



одних волн за счет ослабления других и т. д. Взаимодействие световых волн друг с другом обусловлено тем, что под действием внешнего электрического поля диэлектрики поляризуются: поле вызывает смещение электронных оболочек атомов относительно ядер, в результате чего атомы приобретают электрический дипольный момент. Поляризацию среды можно рассматривать как ее своеобразный отклик в ответ на внешнее воздействие, в качестве которого может выступать и мощное электрическое поле световой волны, распространяющееся по диэлектрику. Поляризация среды  $P$  связана с напряженностью  $E$  поляризующего поля простым соотношением:  $P = \epsilon_0 \chi E$ , где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $\chi$  — относительная диэлектрическая восприимчивость среды, зависящая от напряженности светового поля.

Для удобства последующего анализа явлений разложим поляризацию по полю:

$$P = \epsilon_0 (\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots),$$

где  $\chi_n$  — нелинейные восприимчивости. Этот ряд довольно быстро убывает. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему имеет порядок величины  $E/E_a$ , где  $E_a$  для электронной поляризации зависит от напряженности внутриатомного электрического поля ( $E_a \approx 10^8$  В/см). Это выражение удобно использовать для классификации нелинейных материалов и нелинейных взаимодействий. Первое слагаемое  $\epsilon_0 \chi_1 E$  определяет линейную поляризацию, а остальные слагаемые — нелинейную. Главные успехи прикладной нелинейной оптики, достигнутые к настоящему времени, связаны с использованием нелинейных эффектов, описываемых квадратичной нелинейной восприимчивостью  $\chi_2$ . Соответствующие волновые нелинейные взаимодействия принято называть трехфотонными. Квадратичная поляризация обуславливает существование таких эффектов, как генерация второй гармоники, оптическое выпрямление, линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса) и параметрическая генерация. К эффектам, обязанным своим существованием кубической поляризации, относятся генерация третьей гармоники, квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра), двухфотонное поглощение, вынужденные рассеяния комбинационное, Мандельштама—Бриллюэна и релеевское.

Рассмотрим случай, когда в среде распространяются две электромагнитные волны, начальные фазы которых будем считать одинаковыми. Для простоты ограничимся скалярным приближением и рассмотрим среду, в которой существует квадратичная нелинейность:

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 E^2; \quad (12.1)$$

$$E_1(z, t) = E_{\omega_1} \cos(\omega_1 t - k_1 z); \quad (12.2)$$

$$E_2(z, t) = E_{\omega_2} \cos(\omega_2 t - k_2 z). \quad (12.3)$$

Найдем теперь поляризацию среды. Для этого подставим (12.2) и (12.3) в (12.1), учитывая, что  $E = E_1(z, t) + E_2(z, t)$ :

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi_2 [E_{\omega_1}^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 z) + E_{\omega_2}^2 \cos^2(\omega_2 t + k_2 z) + 2E_{\omega_1} E_{\omega_2} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \cos(\omega_2 t - k_2 z)].$$

Преобразуя данное выражение, можно показать, что поляризация среды является функцией нескольких спектральных компонент с частотами  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 + \omega_2$ ,  $\omega_1 - \omega_2$ :

$$P(2\omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_2 E_{\omega_1}^2 \cos(2\omega_1 t - 2k_1 z);$$

$$P(2\omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_2 E_{\omega_2}^2 \cos(2\omega_2 t - 2k_2 z);$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \chi_2 E_{\omega_1} E_{\omega_2} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z];$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = \varepsilon_0 \chi_2 E_{\omega_1} E_{\omega_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z],$$

и постоянного слагаемого, описывающего статическую поляризацию

$$P(0) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_2 (E_{\omega_1}^2 + E_{\omega_2}^2).$$

В линейном приближении волна поляризации вызывает излучение электромагнитной волны той же частоты, что и падающей волны. Эти процессы связаны с обычным переизлучением света без изменения частоты. При нелинейной поляризации волна поляризации уже содержит члены с суммарной и разностными частотами, а также вторые гармоники основных частот. Эти компоненты нелинейной поляризации ответственны за излучение электромагнитных волн на частотах  $\omega_1 + \omega_2$ ,  $\omega_1 - \omega_2$ ,  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ . Это означает, что часть энергии падающей волны будет переизлучаться на одной или нескольких частотах, отличных от основной. При рассмотрении следующих нелинейных членов в формуле поляризации появляются более сложные комбинации частот.

## 12.2. УСЛОВИЕ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА И ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

В оптическом диапазоне длина волны излучения много меньше линейных размеров среды ( $\lambda \ll l$ ). А это означает, что в любом нелинейном образце совершается множество локальных нелинейно-оптических явлений, и поэтому вторичная световая волна представляет собой макроэффект интерференции упомянутых локальных явлений. И очень важно знать условия накопления нелинейно-оптических явлений в среде или, другими словами, результат их интерференции. Рассмотрим это на примере генерации второй гармоники. Пусть на среду падает плоская монохроматическая волна накачки. Тогда

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz),$$

где  $k = n\omega/c$ .

В нелинейной среде возникает вторая гармоника поляризации, которая также должна распространяться со скоростью волны накачки, что и инициирует появление поляризации. В скалярном рассмотрении имеем

$$P(z, t) = P_{2\omega} \cos(2\omega t - 2kz),$$

где  $P_{2\omega} = \chi(2\omega, \omega) E_{\omega} E_{\omega}/2$ .

Таким образом, наведение поляризации в среде со скоростью волны накачки можно интерпретировать как движение излучателя, излучающего на частоте  $2\omega$ . Это приводит к появлению переизлученной световой волны на частоте  $2\omega$ . Но поскольку показатель преломления  $n$  зависит от частоты, возникает различие в волновых векторах и соответственно в скоростях распространения волны накачки и переизлученной волны: для волны накачки  $k_{\text{нак}} = n(\omega) \omega/c$ ;  $v_{\text{нак}} = c/n(\omega)$ ; для переизлученной волны  $k = n(2\omega) 2\omega/c$ ;  $v = c/n(2\omega)$ .

Представим переизлученную световую волну в виде

$$E(z, t) = E_{2\omega} \cos(2\omega t - kz).$$

При распространении волн поляризации и переизлученной волны в среде на длине  $l$  между ними возникает фазовый сдвиг

$$\Delta\varphi = l(k - 2k_{\text{нак}}).$$

Длину пути, для которой фазовый сдвиг составляет  $\pi$ , называют когерентной длиной  $l_K$ .

Для эффективной передачи энергии от световой волны накачки к переизлученной световой волне необходимо фазовое согласование указанных волн, при котором  $l(k - 2k_{\text{нак}}) \ll \pi$  или  $l_K \gg l$ .

В зависимости от фазового сдвига взаимодействующих волн наблюдаются осцилляции интенсивности переизлученной волны. Это явление можно наблюдать на опыте. Если на пути мощного лазерного излучения расположить нелинейный оптический элемент в виде пластинки, то при изменении ее угла поворота относительно лазерного пучка будут наблюдаться характерные осцилляции интенсивности переизлученной волны. Это объясняется тем, что изменение угла поворота пластинки приводит к изменению длины пути. Характер изменения интенсивности имеет вид (рис. 12.1)

$$I \sim [I_{\text{нак}} k \chi_2 l \sin(\pi l/l_K)/(l/l_K)]^2,$$

где  $I_{\text{нак}}$  — интенсивность волны накачки.

Передача энергии от световой волны накачки к переизлученной световой волне происходит наилучшим образом, если фазовые скорости указанных волн совпадают:  $v = v_{\text{нак}}$ ,  $n(2\omega) = n(\omega)$ . В этом случае должно выполняться равенство  $k = 2k_{\text{нак}}$ . Эти условия называют условие волнового (пространственного) синхронизма. При выполнении условия синхронизма когерентная длина становится бесконечно большой, и накопление эффекта

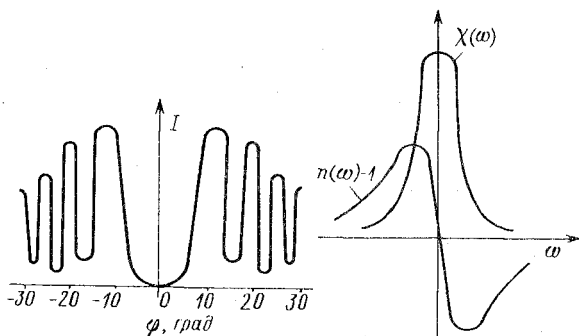


Рис. 12.1. Изменение интенсивности второй гармоники от угла поворота кварцевой пластинки

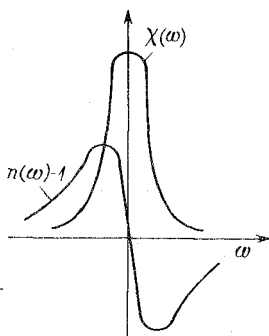


Рис. 12.2. Дисперсионная кривая в области аномальной дисперсии и контур линии поглощения

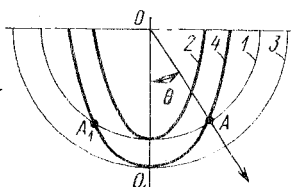


Рис. 12.3. Поверхности отрицательного одноосного нелинейного кристалла, соответствующие четырем волновым векторам

происходит на всем пути, который проходит световой пучок в нелинейной среде. В обычных условиях при распространении излучения в изотропной среде практически невозможно выполнить условия равенства показателей преломления волны накачки и переизлученной волны. Если  $n(\omega) = n(2\omega)$ , то неизбежно попадаем в область частот (либо для  $\omega$ , либо для  $2\omega$ ), соответствующую аномальной дисперсии (рис. 12.2). А в этой области среда имеет минимум прозрачности. Следовательно, в этом случае одна из волн будет интенсивно поглощаться средой. Таким образом, изотропные среды не годятся для осуществления пространственного накопления нелинейно-оптических явлений.

Условие волнового синхронизма можно выполнить в анизотропном кристалле, используя взаимодействие волн с разной поляризацией.

Рассмотрим отрицательный одноосный нелинейный кристалл, в котором наблюдается двойное лучепреломление. Изобразим в плоскости главного сечения (т. е. в плоскости, проходящей через оптическую ось  $OO_1$  и волновой вектор волны) четыре поверхности векторов: 1 — удвоенные волновые векторы  $(2k_o)_{\text{нак}}$  обыкновенной волны с частотой  $\omega$ ; 2 — удвоенные волновые векторы  $(2k_n)_{\text{нак}}$  необыкновенной волны с частотой  $\omega$ ; 3 — волновые векторы  $(k_o)$  обыкновенной волны с частотой  $2\omega$ ; 4 — волновые векторы  $(k_n)$  необыкновенной волны с частотой  $2\omega$ . В одноосном кристалле для обыкновенной волны поверхность волновых векторов представляет собой сферу, сечения которой дают окружности. Для необыкновенной волны поверхности волновых векторов представляют собой эллипсоиды, сечения которых есть эллипсы. Эти сечения поверхностей и показаны на рис. 12.3. Крайне существенно пересечение поверхностей 1 и 4, происходящее по окружности, которой на рис. 12.3 принадлежат точки А

и  $A_1$ . Если световой пучок распространяется в направлении  $OA$  или  $OA_1$ , то для него имеем  $(2k_o)_{\text{нак}} = k_n$ ;  $n_o(\omega) = n_n(2\omega)$ . Это означает, что для излучения, распространяющегося вдоль указанных направлений кристалла, фазовая скорость обыкновенной волны на частоте  $\omega$  равна фазовой скорости необыкновенной волны на частоте  $2\omega$ . В одноосном кристалле совокупность таких направлений образует конус с вершиной в точке  $O$  и углом раствора  $\theta$ . Угол  $\theta$  зависит от выбора кристалла и частоты  $\omega$ , подлежащей удвоению. В рассмотренном случае условие фазового синхронизма реализуется для волн различной поляризации: исходная волна накачки на частоте  $\omega$  должна быть поляризована перпендикулярно к оптической оси кристалла, а генерируемая волна на удвоенной частоте  $2\omega$  будет иметь поляризацию, параллельную оптической оси. При выполнении условия синхронизма когерентная длина становится бесконечно большой, и выражение для интенсивности переизлученной волны принимает вид

$$I \sim (I_{\text{нак}} k \chi_2 l)^2.$$

Для эффективного удвоения частоты нелинейная среда должна быть оптически прозрачна на частотах  $\omega$  и  $2\omega$ , иметь достаточно большое двулучепреломление, чтобы сечения, соответствующие поверхностям волновых векторов  $1$  и  $4$  (рис. 12.3), пересекались, а нелинейная восприимчивость  $\chi_2$  должна быть по возможности максимальной.

Перечисленные условия наиболее полно удовлетворяются в кристаллах дигидрофосфата калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP), дигидрофосфата аммония  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP), ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ , танталата лития  $\text{LiTaO}_3$ , иодата лития  $\text{LiIO}_3$  и др. При выполнении условия волнового синхронизма в кристаллах достигается коэффициент преобразования во вторую гармонику до 50%. Более эффективны системы, в которых нелинейный кристалл помещают внутри лазерного резонатора. При оптимальном согласовании оптических элементов резонатора можно обеспечить выходное излучение лазера только на частоте второй гармоники.

Генерацию третьей гармоники в нелинейной среде можно получить за счет кубической восприимчивости  $\chi_3$ . Волна накачки вызывает в нелинейной среде третью гармонику поляризации, которая возбуждает осцилляции на утроенной частоте  $3\omega$ . Здесь, как и в случае генерации второй гармоники, для эффективного преобразования требуется выполнение условия фазового синхронизма. Но выполнение этих условий становится более сложным, так как дисперсия среды на интервале частот  $\omega$  и  $3\omega$  еще больше, чем на второй гармонике. Это ограничивает выбор кристаллов, которые могут быть использованы для преобразования излучения в третью гармонику, но основная трудность связана с малым значением кубической восприимчивости. Интенсивность третьей гармоники пропорциональна кубу интенсивности волны накачки.

Получение четвертой гармоники излучения наталкивается на еще большие трудности, поэтому на практике используют последовательное удвоение частоты волны накачки.

### 12.3. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

В предыдущем параграфе рассмотрели случай, когда в среде распространяется одна мощная волна. Проанализируем, что произойдет, если в среде будут одновременно распространяться две световые волны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . В этом случае на молекулу или атом будут действовать одновременно две волны, что приведет к появлению в спектре его вынужденных колебаний наряду с основными и кратными частотами еще и комбинационных (суммарных или разностных). Такое нелинейное взаимодействие волн можно трактовать как следствие изменения оптических параметров среды под действием сильного поля одной из волн на ее основной частоте  $\omega_1$ . В результате возникает модуляция с частотой  $\omega_1$  фазы второй волны, имеющей частоту  $\omega_2$ , что эквивалентно появлению волн на боковых частотах  $\omega_1 + \omega_2$  и  $\omega_1 - \omega_2$ . Эти процессы аналогичны генерации второй гармоники и также обусловлены квадратичной восприимчивостью среды. По существу генерация второй гармоники представляет собой частный случай процесса генерации суммарной частоты, когда складываемые частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  одинаковы и берутся от одного источника.

Практический интерес процессов генерации суммарных и разностных частот обусловлен тем, что, смешивая излучение двух лазеров в нелинейной среде, можно получить когерентное излучение в области спектра, отличной от исходной. Это позволяет расширить спектральный диапазон работы источников когерентного излучения. Так, с помощью генераторов разностной частоты можно достичь субмиллиметровой и миллиметровой областей спектра. Смешивание пучков излучения импульсного ТЕА-лазера на  $\text{CO}_2$ , генерирующего на двух различных частотах одновременно, в нелинейном кристалле GaAs дает возможность наблюдать перестраиваемую генерацию в диапазоне длин волн 0,1—5 мм. Суммирование частот излучения видимого диапазона длин волн позволяет получать излучение в УФ-области спектра.

Другое важное применение процесса сложения частот связано с возможностью создания чувствительных и малоинерционных детекторов ИК-излучения путем преобразования ИК-излучения в видимое. Например, в зеленой области спектра вполне реально регистрировать потоки в несколько квантов в секунду, в то время как в области около 10 мкм для надежной регистрации требуются потоки порядка  $10^8$  квантов/с. Кроме того, необходимо учитывать еще и тот факт, что приемники ИК-излучения работают, как правило, при пониженных температурах. Поэтому возможность преобразования ИК-излучения в видимое даже с относительно

невысокой эффективностью представляется чрезвычайно привлекательной.

Рассмотрим в нелинейной среде три световые волны: интенсивную волну накачки  $E_{\text{нак}} = E_{\omega} \cos(\omega t - k z)$  и две слабые волны

$$E_1 = E_{\omega_1} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \text{ и } E_2 = E_{\omega_2} \cos(\omega_2 t - k_2 z)$$

с частотами, удовлетворяющими соотношению  $\omega_{\text{нак}} = \omega_1 + \omega_2$ . Будем использовать скалярное рассмотрение.

Пусть, как и ранее, поляризация среды обладает квадратичной нелинейностью (12.1). Подставив в это выражение величину  $E = E_{\text{нак}} + E_1 + E_2$ , получим компоненты для нелинейной поляризации на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$P_1 = (1/2) \chi_2 E_{\text{нак}} E_1 \cos[\omega_1 t - (k_{\text{нак}} - k_2) z];$$

$$P_2 = (1/2) \chi_2 E_{\text{нак}} E_1 \cos[\omega_2 t - (k_{\text{нак}} - k_1) z].$$

Из этих выражений следует, что переизлучение на частоте  $\omega_1$  есть следствие взаимодействия волн  $E_{\text{нак}}$  и  $E_2$ , а переизлучение на частоте  $\omega_2$  есть следствие взаимодействия волн  $E_{\text{нак}}$  и  $E_1$ . Аналогично генерации второй гармоники для эффективного взаимодействия волн необходимо выполнение условия синхронизма:  $k_{\text{нак}} = k_1 + k_2$ .

При переходе к фотонному описанию условие синхронизма для параметрической генерации света представляет собой условие сохранения импульса для фотонов, участвующих в данном когерентном процессе:

$$\hbar k_{\text{нак}} = \hbar k_1 + \hbar k_2.$$

На квантовом языке параметрическое усиление можно рассматривать как процесс вынужденного распада фотона волны накачки с энергией  $\hbar \omega_{\text{нак}}$  на два фотона с энергиями  $\hbar \omega_1$  и  $\hbar \omega_2$ .

Наряду с вынужденным процессом распада фотона волны накачки на два фотона, вероятность которого пропорциональна интенсивности сигнальной (усиливаемой) волны, в нелинейной среде возможен и соответствующий спонтанный процесс распада, происходящий и при отсутствии сигнальной волны. Такое явление называется параметрической люминесценцией. В результате усиления шума в среде под действием излучения накачки возникают колебания на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Для усиления таких параметрических колебаний используемый нелинейный кристалл помещают в резонатор. Введение положительной обратной связи превращает усилитель в генератор.

Важным достоинством параметрического генератора является возможность плавной перестройки частоты генерации. Перестройка частот  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  может быть достигнута поворотом нелинейного кристалла относительно луча накачки; изменением температуры кристалла; изменением электрического поля, приложен-

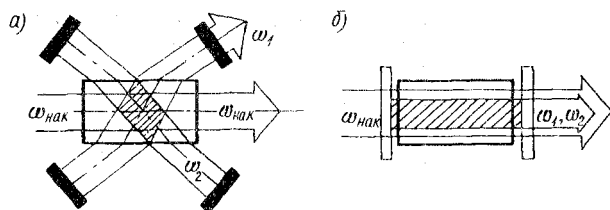


Рис. 12.4. Оптические схемы параметрических генераторов

ного к нелинейному кристаллу; изменением длины волны накачки; с помощью дисперсионного резонатора.

К настоящему времени предложено и реализовано большое количество оптических схем параметрических генераторов света. Классическая схема (рис. 12.4, а) содержит резонаторы на обеих частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . При этом волна накачки без отражения пронизывает нелинейный кристалл. Генератор обладает наинизшим порогом генерации, перестройка по частоте осуществляется скачками; частоты генерации нестабильны. В однорезонаторном параметрическом генераторе положительная обратная связь реализуется только на одной частоте (рис. 12.4, б) (отсутствует резонатор для частоты  $\omega_2$ ). Порог генерации здесь существенно выше, однако спектр излучения более стабилен, перестройка частоты плавная. Разработан и еще ряд оптических схем генераторов.

Обычно в качестве излучения накачки используют вторую гармонику неодимового лазера на иттриево-алюминиевом гранате, причем КПД преобразования достигает 10%. В качестве нелинейных сред могут быть использованы те же кристаллы, что и для генерации гармоник.

#### 12.4. ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

Рассеянием света называется явление, при котором распространяющийся в среде направленный световой пучок отклоняется по всем возможным направлениям. Комбинационное рассеяние представляет собой процесс неупругого рассеяния света на оптических колебаниях молекул или на внутримолекулярных колебаниях. Комбинационное рассеяние света является эффективным методом исследования строения молекул и их взаимодействия с окружающей средой.

Комбинационное рассеяние света было открыто в 1928 г. Этот эффект наблюдался одновременно советскими физиками Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом в твердых телах и индийским физиком Ч. Раманом в жидкостях. Суть явления заключается в том, что при освещении некоторых веществ монохроматическим излучением с частотой  $\omega$  возникает рассеянное излу-



чение, которое содержит линии с разностными частотами  $\omega - \omega_1$ ,  $\omega - \omega_2$ , ... (стоксовы линии) и с суммарными частотами  $\omega + \omega_1$ ,  $\omega + \omega_2$ , ... (антистоксовы линии). Частоты  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , ... характерны для данного вещества, они лежат в инфракрасной области спектра и представляют собой частоты нормальных колебаний молекул этого вещества.

Для понимания механизма возникновения спектров комбинационного рассеяния рассмотрим следующий классический пример. Пучок света с частотой  $\omega$  падает на ансамбль независимых двухатомных молекул. Электрическое поле световой волны индуцирует в молекуле электрический дипольный момент, равный  $m_i = \alpha E_0 \cos \omega t$ , где  $E = E_0 \cos \omega t$  — напряженность поля;  $\alpha$  — линейная поляризуемость молекулы. Допустим, что молекула находится в колебательном движении, собственная частота которого равна  $\omega_1$ . Если атомы в молекуле колеблются вдоль соединяющей их линии, то восприимчивость  $\alpha$  будет функцией  $\omega_1$ . В гармоническом приближении имеем:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 x;$$

$$x = x_0 \cos \omega_1 t,$$

где  $x$  — изменение расстояния между атомами;  $\alpha_0$  — поляризуемость при  $x = 0$ . Индуцированный электрический дипольный момент молекулы в этом случае равен

$$m_i = \alpha E = (\alpha_0 + \alpha_1 x) E_0 \cos \omega t = \alpha_0 E_0 \cos \omega t + \alpha_1 E_0 x_0 [\cos (\omega + \omega_1) t + \cos (\omega - \omega_1) t] / 2.$$

Электрические диполи, колеблющиеся с частотами  $\omega$ ,  $\omega + \omega_1$  или  $\omega - \omega_1$ , являются источниками рассеянных волн — рэлеевских, антистоксовых или стоксовых соответственно. Стоксовы и антистоксовы линии называют линиями комбинационного рассеяния. По квантовым представлениям стоксова компонента с частотой  $\omega - \omega_1$  возникает, когда энергия фотона  $\hbar\omega$  уменьшается на величину  $\hbar\omega_1$ , равную энергии возбуждаемого при рассеянии кванта колебаний молекулы, антистоксова  $\omega + \omega_1$  — когда квант  $\hbar\omega_1$  первоначально возбужденной молекулы передается излучению. Интенсивность антистоксовой компоненты, пропорциональная числу возбужденных молекул, много меньше интенсивности стоксовой, так как отношение числа возбужденных и невозбужденных молекул подчиняется неравенству

$$e^{-\hbar\omega_1/(kT)} \ll 1.$$

Явление вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), соответствующее описанному выше спонтанному процессу, было открыто в опыте Вудбери и Нг в 1962 г. При работе лазера в режиме гигантских импульсов ВКР проявилось как свечение нитробензола, которым была заполнена ячейка Керра. Испускание спектральных компонент, сдвинутых относительно возбуждаю-

щего излучения на частоту внутримолекулярных колебаний также представляет ВКР, но вероятность этого процесса зависит от интенсивности падающего и рассеянного излучений. ВКР возникает только при интенсивности падающего пучка, превышающей некоторую пороговую величину. В отличие от спонтанного рассеяния, интенсивность которого очень мала (порядка  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  части возбуждающего потока), при ВКР доля рассеянного потока достигает десятков процентов. Наряду с линиями с частотами  $(\omega \pm \omega_1)$  появляются линии более высоких порядков  $\omega \pm 2\omega_1$  и рассеяние имеет четко выраженный направленный характер.

При анализе спонтанного комбинационного рассеяния принималось во внимание только влияние колебаний молекулы на рассеиваемые ею световые волны. Но поле световой волны оказывает и обратное влияние на молекулу, раскачивая ее колебания. Поля возбуждающего и стоксова излучений приводят к резонансной раскачке колебаний молекулы с амплитудой, пропорциональной произведению напряженностей падающей волны и стоксовой компоненты  $E_p E_s$ . Эти индуцированные колебания, в свою очередь, вызывают еще большую модуляцию колебаний дипольного момента, происходящего под действием возбуждающего излучения, и тем самым приводят к усилению стоксова излучения и возникновению у дипольного момента новых спектральных компонент. Возбуждающее излучение и испытывавшая большое усиление стоксова компонента рассеянного излучения создают в среде когерентный ансамбль диполей, излучающих на антистоксовой частоте  $\omega + \omega_1$  и стоксовой частоте второго порядка  $\omega - \omega_1$ . Излучение на второй стоксовой частоте возникает еще и потому, что первая стоксова компонента  $\omega - \omega_1$ , достигая большой интенсивности, сама начинает играть роль возбуждающего излучения и испытывает вынужденное рассеяние с уменьшением частоты еще на  $\omega_1$ . Процесс увеличения числа спектральных компонент рассеянного излучения ограничивается из-за конечного запаса мощности исходного возбуждающего пучка.

Экспериментально наблюдаемое вынужденное комбинационное рассеяние качественно и количественно отличается от спонтанного. При низких мощностях лазера наблюдается линейное увеличение мощности комбинационного рассеяния, типичное для спонтанного эффекта. С увеличением мощности волны накачки за линейной областью начинается область экспоненциального нарастания. Существенным образом изменяются когерентные свойства рассеянного излучения. При спонтанном эффекте комбинационного рассеяния рассеянное излучение, исходящее от различных молекул, некогерентно даже при когерентном возбуждающем излучении. Наоборот, при эффекте вынужденного комбинационного рассеяния свет, рассеянный из какой-либо пространственной области и возбужденный пространственно когерентной лазерной волной, когерентен, что хорошо подтверждается в экспе-

рименте. Изменяются и направленные свойства ВКР. Если для спонтанного эффекта комбинационного рассеяния характерно непрерывное угловое распределение рассеянного излучения, то при ВКР наблюдается уже излучение и под выделенными углами. Направленный характер ВКР обусловлен интерференцией когерентных вторичных волн, испускаемых диполями в различных точках рассеивающей среды. Результат интерференции зависит от фазовых соотношений между этими волнами и от геометрических условий эксперимента. Для стоксова излучения условия фазового синхронизма выполняются в любом направлении. Для антистоксова рассеяния в среде с нормальной дисперсией условия пространственного синхронизма выполняются в направлениях, образующих небольшой угол с возбуждающим пучком, поэтому излучение с частотой  $\omega + \omega_1$  распространяется вдоль конической поверхности (рис. 12.5), ось которой совпадает с возбуждающим лазерным пучком.

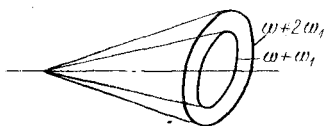


Рис. 12.5. Угловое распределение антистоксова излучения

## 12.5. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА

Если при вынужденном эффекте комбинационного рассеяния основную роль играют свойства молекул, то для вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) — свойства всей среды.

В конденсированных средах существует тепловое движение, проявляющееся в колебаниях атомов и молекул. Из-за сильной связи атомов друг с другом колебание одного из них неизбежно передается соседним атомам. В целом тепловое движение в твердых телах можно рассматривать как совокупность всевозможных волн, соответствующих различным нормальным колебаниям. Их спектр простирается от низших звуковых частот до гиперзвуковых ( $10^9$ — $10^{11}$  Гц). Фактически эффект рассеяния Мандельштама—Бриллюэна — это рассеяние на акустических волнах. Распространение упругих волн вызывает модуляцию оптических свойств среды, так как изменение плотности обуславливает соответствующие вариации показателя преломления. Вариации показателя преломления приводят к частичному отражению падающего пучка в направлении  $k_1$ . Таким образом, образуется своеобразная дифракционная решетка с шагом, равным длине акустической волны (рис. 12.6). Акустическая волна движется, и это приводит к тому, что отраженный луч испытывает доплеровский сдвиг. Сдвиг частоты рассеянного света определяется по формуле Доплера

$$\omega_n - \omega_1 = 2\omega_n v_a \sin \alpha / c,$$

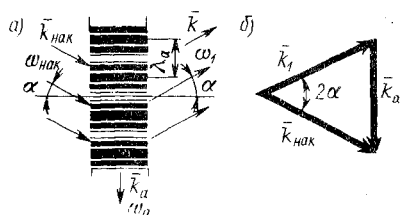


Рис. 12.6. Рассеяние света на упругой волне (а) и закон сохранения импульса (б)

где  $v_a$  — скорость распространения упругой волны.

Максимальная интенсивность рассеянного света наблюдается в направлениях, определяемых условием Брэгга—Вульфа. Условие отражения можно представить в следующем виде:

$$2\lambda_a \sin \alpha = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

где  $\lambda$  — длина световой волны в кристалле;  $\alpha$  — угол рассеяния. Поскольку плотность среды в каждой точке изменяется с частотой  $\omega_a$ , интенсивность излучения будет промодулирована во времени с этой частотой. Это приведет к тому, что в рассеянном свете появятся дискретные компоненты с частотами  $\omega_n \pm \omega_a$ . Как известно, изменение частоты накачки зависит от частоты акустической волны, поэтому рассеянные компоненты легче различать при высоких частотах (гиперзвук около  $10^{10}$  Гц).

С квантовой точки зрения процесс рассеяния Мандельштама—Бриллюэна может быть рассмотрен как процесс уничтожения фотона с частотой  $\omega_n$  с одновременным рождением фотона с частотой  $\omega_1$  и фотона с частотой  $\omega_a$ . Поэтому равенство  $\omega_n - \omega_1 = \omega_a$  означает закон сохранения энергии. По закону сохранения импульса

$$\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_a,$$

где  $\mathbf{k}_a$  — волновой вектор акустической волны. Так как  $v_a \ll c$ , то  $\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_1$  и последнее соотношение дает равнобедренный треугольник (рис. 12.6, б).

Вероятность испускания фонона и появления нового рассеянного фотона не зависит от наличия таких фотонов, т. е. от интенсивности рассеянного света, и с этой точки зрения такое рассеяние следует считать спонтанным процессом.

Существует и процесс вынужденного рассеяния фотона с испусканием фонона. Вероятность этого процесса пропорциональна интенсивности рассеянного излучения. Явление ВРМБ обнаружили экспериментально в 1964 г. Эффект наблюдается лишь тогда, когда мощность лазерного излучения превышает некоторое пороговое значение. При больших напряженностях электрического поля световой волны становится существенным не только влияние создаваемых упругой волной оптических неоднородностей на распространение света, но и влияние света на оптические параметры среды. Такое влияние, в частности, обусловлено явлением электрострикции: в электрическом поле в диэлектрике возникает дополнительное давление, пропорциональное квадрату напряженности электрического поля. Электрострикционное давление в диэлектрике приводит к его сжатию, т. е. увеличению плот-

ности. Изменение плотности вызывает изменение диэлектрической проницаемости и показателя преломления.

В элементарном акте рассеяния Мандельштама—Бриллюэна максимальная мощность, которая может быть передана акустическому полю, равна отношению

$$\frac{\omega_a}{\omega_H} = \pm \frac{2nv_a}{c} \sin \alpha.$$

Ширина спектральных линий рассеянного света определяется затуханием упругой волны. При увеличении вязкости среды ширина линий увеличивается. Если мощность светового пучка равна 1 МВт, то максимальная мощность, передаваемая акустической волне, не превышает 1 кВт.

## 12.6. САМОФОКУСИРОВКА И САМОКАНАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Самофокусировка и самоканализация представляют собой типичные примеры нелинейных оптических эффектов, в которых показатель преломления среды является функцией интенсивности излучения.

Сущность этого явления заключается в том, что при распространении в среде мощного потока излучения в результате самовоздействия параметры среды изменяются таким образом, что она приобретает свойства положительной линзы. В результате этого происходит самофокусировка лазерного излучения и за областью схождения пучка возникает свегающаяся нить (рис. 12.7). Эффект сужения светового пучка до состояния тонкой нити наблюдается в твердых телах и жидкостях, парах металлов и т. д.

Рассмотрим условия, при которых излучение может создать в нелинейной среде волновод и распространяться по нему без дифракционных потерь. Предположим, что интенсивность одинакова в пределах поперечного сечения пучка излучения, а на границе распространения существует скачок показателя преломления. Условие полного внутреннего отражения от границы скачка показателя преломления выполняется для угла  $\varphi_0$  (рис. 12.7) при условии  $\cos \varphi_0 = n_0/n$ . Предположим, что показатель преломления  $n$  изменяется по закону

$$n = n_0 + n_2 E_0^2, \quad (12.4)$$

где  $n_0$  — показатель преломления среды в отсутствие поля;  $n_2$  — коэффициент, характеризующий нелинейность среды;  $E_0$  — амплитуда электрического поля световой волны. С учетом (12.4) получим

$$\cos \varphi_0 = \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2}. \quad (12.5)$$

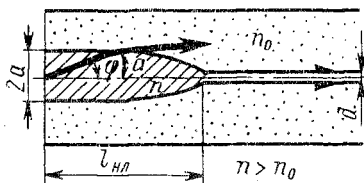


Рис. 12.7. Распространение светового пучка в нелинейной среде

Благодаря дифракции, которая всегда имеет место при распространении ограниченного пучка, световой пучок диаметром  $2a$  будет иметь расходимость

$$\varphi_D = 1,22 \frac{\lambda_0}{n_0 2a} \approx \lambda_0 / (n_0 2a),$$

где  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме. Если  $\varphi_0 < \varphi_D$ , то пучок излучения при распространении в среде будет расходиться, но несколько медленней, чем в линейной среде. При  $\varphi_0 > \varphi_D$  вклад нелинейности среды настолько велик, что полностью компенсирует дифракционную расходимость; световые лучи отклоняются к оси пучка; происходит самофокусировка.

Условие  $\varphi_0 = \varphi_D$  является критическим. Оно позволяет найти пороговое значение поля волны и пороговую мощность. Используя (12.5), находим

$$\frac{\varphi_0^2}{2} = \frac{n_2 E_0^2}{n_0 + n_2 E_0^2} \approx \frac{n_2 E_0^2}{n_0}.$$

Здесь использовано разложение  $\cos \varphi_0$  в ряд (для малых  $\varphi_0$ ) и условие относительной малости нелинейной «добавки» к показателю преломления ( $n_2 E_0^2 \ll n_0$ ). Окончательно имеем

$$E_n^2 \approx \lambda^2 / [n_0 n_2 (2a)^2].$$

Для перехода к пороговой мощности учтем, что  $W \approx \varepsilon E^2 v (2a)^2 \approx n_0 E^2 c (2a)^2$  и получим

$$W_n \approx \lambda^2 c / n_2.$$

Таким образом, если мощность излучения превышает пороговую ( $W > W_n$ ), пучок излучения фокусируется в среде и далее распространяется в виде тонкой световой нити диаметром  $d \ll 2a$ . Введем дифракционную длину в следующем виде:

$$l_{\text{диф}} = \frac{k_0 a^2}{2} \approx \frac{a}{\varphi_D}.$$

Из рис. 12.7 следует, что условие  $\varphi_0 = \varphi_D$  (т. е.  $l_{\text{нл}} \approx a / \varphi_D$ ) эквивалентно выражению

$$l_{\text{диф}} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{n_0}{n_2 E_0^2}} = l_{\text{нл}}.$$

Величину  $l_{\text{нл}}$  можно рассматривать как длину, на которой излучение самофокусируется. В эквивалентной схеме процесса естественную дифракцию можно представить в виде рассеивающей линзы с фокусным расстоянием  $l_{\text{диф}}$ . В качестве примера приведем параметры эффекта самофокусировки в жидком сероуглероде ( $\text{CS}_2$ ):  $W_n \approx 10$  кВт; при мощности 90 кВт и диаметре

пучка 0,5 мм получали световую нить диаметром 30 мкм на длину  $l_{\text{нл}} \approx 10$  см.

Экспериментальные исследования явления самофокусировки говорят о сложности механизма самовоздействия. Возникающая при самофокусировке световая нить имеет тонкую структуру, распадающуюся на сверхтонкие нити диаметром 2—5 мкм. Благодаря высокой световой мощности внутри светового канала возникают вынужденное комбинационное рассеяние и вынужденное рассеяние Манделъштама—Бриллюэна.

Эффект самофокусировки излучения открывает принципиальную возможность осуществления значительной концентрации световой энергии.

В настоящее время, пожалуй, легче перечислить те области науки и техники, где еще не нашли применение лазеры. Замечательные свойства излучения лазеров позволяют использовать их в промышленности и научных исследованиях, медицине и сельском хозяйстве, телевидении и связи, термоядерном синтезе и оптике и т. д. В одних случаях — это высокая интенсивность лазерного луча, в других — высокая монохроматичность и когерентность, а также возможность получения коротких импульсов большой амплитуды. Большие динамический и спектральный диапазоны являются благоприятными факторами при практическом использовании лазеров.

## 13.1. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ В ПРИБОРАХ

Известно, что свойства лазерного излучения позволяют значительно улучшить характеристики существующих и разрабатывать новые приборы, параметры которых не могут быть получены при использовании обычных источников света. При выборе лазера в качестве источника излучения необходимо учитывать его энергетические, пространственные, частотно-временные и эксплуатационные параметры.

В приборах измерения или контроля параметров материалов, где необходимо сосредоточивать энергию излучения в небольшом телесном угле и узком спектральном интервале, преимущество использования лазеров в качестве источника излучения становится очевидным. Использование лазеров позволяет значительно повысить чувствительность прибора, поскольку вследствие высокой энергетической яркости лазерного излучения улучшаются энергетические соотношения в приемных устройствах. По этой же причине резко расширяется диапазон контроля оптических прозрачностей материалов, так как появляется возможность контролировать материалы с большой оптической плотностью, что фактически невозможно выполнять при обычных источниках света. Малая угловая расходимость, обусловленная высокой когерентностью лазерного излучения, дает возможность получить световой зонд малого диаметра, который может быть сформирован с помощью простых оптических систем. Высокая монохроматичность и малая ширина спектра лазерного излучения значительно



упрощают количественную интерпретацию получаемой информации.

При использовании мощных лазеров для решения технологических задач малая угловая расходимость луча позволяет с помощью оптических систем получать большие плотности мощности, достаточные для плавления и испарения обрабатываемых материалов.

Лазер является специфическим источником излучения, и эту специфику необходимо учитывать при проведении энергетических расчетов и расчетов на точность отдельных узлов и всего прибора в целом. Так, лазер нельзя принимать как излучающую точку с параллельным распространением лучей. Необходимо учитывать конфигурацию резонатора и расстояние до точки наблюдения, а кроме того — модовый состав и состояние поляризации излучения. Лазерному излучению присуще неравномерное распределение интенсивности по сечению луча и по направлениям, что также необходимо учитывать при энергетических и точностных расчетах.

Энергетические параметры излучения лазера определяют чувствительность прибора. Мощность и энергия излучения учитываются при выборе оптической системы, поскольку при значениях этих параметров выше предельных могут быть необратимые повреждения ее элементов. С энергетическими параметрами тесно связаны фотометрические величины, которые при лазерном источнике излучения имеют несколько иное представление. Поскольку у лазера совсем иная природа излучения, чем у теплового излучателя, по отношению к лазеру не могут быть применены законы теплового излучения (Кирхгофа, Стефана—Больцмана, Вина—Голицина) из-за того, что излучение у лазера возникает в некотором объеме, определяемом резонатором и активным элементом. Существует многомодовая структура излучения со сложным распределением интенсивности в поперечном сечении луча. Угловая расходимость луча вдоль направления распространения имеет гиперболический закон в силу сложных дифракционных эффектов.

В энергетических расчетах оперируют при использовании лазера обычными энергетическими величинами, из которых наиболее часто употребляются представления лучистого потока и энергетической яркости. Если излучение лазера происходит на основной моде  $TEM_{00}$ , то распределение лучистого потока в поперечном сечении описывается формулой

$$\Phi = \Phi_0 [1 - e^{-(r/D)^2}],$$

где  $r$  — радиус некоторого сечения, в пределах которого происходит измерение лучистого потока;  $D$  — размер пятна моды;  $\Phi_0$  — полный поток излучения лазера, измеренный при  $r \gg D$ .

Излучение лазера не подчиняется закону Ламберта, и энергетическую яркость нельзя определить, пользуясь известным законом. Фронт волны излучения лазера при любой геометрии ре-

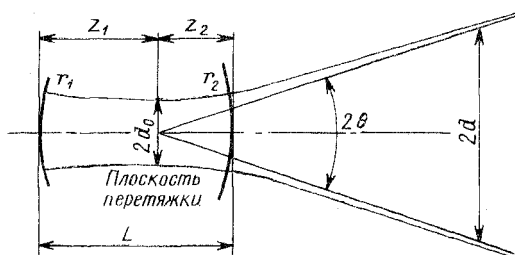


Рис. 13.1. Геометрия луча лазера, используемая при расчете оптических систем в рамках модели гауссова пучка

интенсивности в поперечном сечении луча характеризует размер и форму пятна, а по направлениям — расходимость луча и диаграмму направленности излучения. Распределение фазы характеризует форму фронта волны излучения.

При цилиндрической симметрии резонатора лазера распределение интенсивности в основной моде излучения описывается функцией Гаусса:

$$E = E_0 \frac{d_0}{d} e^{-r^2/d^2} e^{i \left\{ -(kz - \varphi) - \frac{kr^2}{2R} \right\}}.$$

Здесь  $E_0$  — значение компоненты поля при  $r = z = 0$ ;  $z$  — продольная координата;  $r$  — радиальная координата;  $d_0$  и  $d$  — диаметр пятна, равный расстоянию от оси пучка до точки, где интенсивность в сечении основной моды падает в  $e^2$  раз (амплитуда в  $e$  раз) при  $z = 0$  и  $z \neq 0$  соответственно;  $k$  — постоянная распространения;  $R$  — радиус кривизны волнового фронта для  $r = 0$ . Величина  $\varphi = \arctg(z/R_0)$ , где  $R_0$  — конфокальный параметр резонатора, значение которого будет описано ниже.

На рис. 13.1 схематично показаны пространственные параметры луча лазера, которыми пользуются при расчете оптических систем в рамках модели гауссова пучка. Положение плоскости перетяжки и размер пятна основной моды в этой плоскости определяются геометрией резонатора и легко находятся при использовании понятия об эквивалентном конфокальном резонаторе, поле которого совпадает с полем реального резонатора. Так, размер пятна  $d_0$  равен

$$d_0 = \sqrt{\lambda R_0 / (2\pi)},$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения;  $R_0$  — конфокальный параметр резонатора. Параметр  $R_0$  можно найти, используя формулу

$$R_0 = 2L \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)} / (g_1 + g_2 - 2g_1 g_2). \quad (13.1)$$

Здесь  $L$  — длина резонатора;  $g_1 = 1 - L/R_1$ ;  $g_2 = 1 - L/R_2$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы кривизны зеркал резонатора. При многомодовом режиме излучения (при известном числе мод) размер пятна

зонатора в первом приближении остается сферическим и ему соответствует некоторый эквивалентный точечный источник — центр кривизны фронта.

Пространственно - временные характеристики излучения лазера определяют распределение интенсивности и фазу колебания. Распределение интен-

в плоскости перетяжки может быть найден путем умножения на коэффициент моды. Размер пятна на расстоянии  $z$  от плоскости перетяжки для мод высшего порядка равен

$$d_z = d_{mn} \sqrt{1 + b^2},$$

где  $d_{mn}$  — размер пятна в плоскости перетяжки моды  $TE_{mn}$ ;  $b = 2z/R_0$  — относительная координата сечения.

Форма фронта волны одинакова для мод всех порядков. В плоскости перетяжки фронт волны плоский, а вдоль координаты  $z$  — сферический с радиусом  $R = |(1 - b^2)/2b| R_0$ .

Распределение плотности излучения описывается выражением

$$q(r) = q_0 e^{-2r^2/d^2},$$

где  $q_0$  — максимальная плотность потока.

Распределение плотности для колебаний высших порядков имеет более сложный характер с периодическим чередованием экстремумов. В этом случае под величиной  $d$  понимают расстояние от оси пучка до наиболее удаленной точки, где интенсивность в сечении падает в  $e^2$  раз по сравнению с максимальным значением. С увеличением радиального индекса моды размер пятна увеличивается. При этом имеются табулированные значения коэффициентов моды, на которые следует умножать размер пятна основной моды, чтобы получить размер пятна мод более высоких порядков.

Угловую расходимость пучка лазера для основной моды в одну сторону от оси луча по уровню снижения интенсивности в  $e^2$  раз от максимального значения определяют по формуле

$$\theta_0 = \sqrt{2\lambda/(\pi R_0)} = \lambda/(\pi d_0). \quad (13.2)$$

Для любого уровня снижения интенсивности от оси луча получим

$$\theta = \theta_0 \sqrt{0,5 \ln(q_0/q)}.$$

Моды высших порядков имеют большие углы расходимости в соответствии с увеличением размера пятна.

Выше отмечалось, что расходимость луча вдоль направления оси  $z$  подчиняется гиперболическому закону вследствие сложных дифракционных эффектов. В ближней зоне от резонатора (зоне Френеля) за счет разных путей распространения света происходит набег фазы между различными лучами, что приводит к непрерывному увеличению расходимости луча в целом. В дальней зоне резонатора (зоне Фраунгофера) набег фазы отсутствует, и расходимость луча остается постоянной. Это выполняется при условии, когда  $z \gg D^2/\lambda$ , где  $D$  — диаметр апертуры зеркала резонатора.

В отличие от модели гауссова пучка иногда для расчета оптических систем используют лучевую модель в виде выходного зеркала резонатора, представляющую собой систему излучающих

точек, из которых имеет место прямолинейное распространение света.

Модель гауссова пучка более полно представляет реальный луч лазера, поскольку в этом случае описывается не только форма фронта волны, но также и распределение интенсивности по сечению луча. Однако аналитические выражения при этой модели получаются значительно сложнее, чем при лучевой модели.

При использовании модели гауссова пучка двойной угол расходимости луча можно характеризовать нормированной толщиной образца и в отличие от выражения (13.2) для основной моды его можно представить в виде

$$2\theta_0 = 2 \sqrt{\frac{2}{\delta} \frac{d}{\pi R_0}}, \quad (13.3)$$

где  $d$  — толщина контролируемого образца;  $\delta$  — фазовая толщина.

Поскольку в измерительных приборах применяют в основном газовые лазеры, для которых величина  $R_0$  определяется по формуле (13.1) и составляет  $R_0 \approx 50 \div 1000$  мкм, из формулы (13.3) следует, что с увеличением угловой расходимости луча происходит также ухудшение характеристик точности измерительного прибора.

Частотно-временные параметры характеризуют спектр и распределение интенсивности излучения лазера во времени. При практическом использовании лазеров в приборах иногда необходимо знать ширину отдельной линии в спектре, ширину всего спектра, расстояние между отдельными линиями, которые определяют спектр биений. От значений этих параметров зависит степень сложности количественной интерпретации получаемой информации.

При одночастотном режиме в спектре излучения имеется всего лишь одна спектральная линия, и для идеально стабилизированного резонатора ширина этой линии близка к нулю. Такое излучение характерно для газовых и твердотельных лазеров. Использование подобных лазеров в приборах дает дополнительные преимущества по сравнению с использованием обычных лазеров. Длина волны излучения, режим работы также играют существенную роль при практическом применении лазера в качестве источника излучения. При этом также необходимо обращать внимание на его эксплуатационные характеристики: коэффициент полезного действия, потребляемую мощность, рабочую температуру, время готовности к работе, время непрерывной работы, ресурс работы, габаритные размеры и массу, надежность и удобство эксплуатации.

Изложенное выше говорит о специфических особенностях лазерного излучения, которые необходимо учитывать при расчетах и конструировании приборов, где лазер используется в качестве источника света.

### 13.2. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

В технологии обработки материалов находят применение газовые и твердотельные лазеры. Применение основано на возможности создания с помощью оптических систем больших плотностей мощности на поверхности обрабатываемого материала. Плотность мощности в диапазоне  $10^8$ — $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> оказывается достаточной для проведения таких технологических операций, как сварка, резка, пробивка отверстий, термическая обработка поверхности.

Отечественная и зарубежная промышленности выпускают лазерные установки на основе твердотельных лазеров импульсного и непрерывного действия для пробивки отверстий различного диаметра в алмазных волокнах, стекле, кристаллах, рубиновых камнях, металлах, керамике, ситалле, полупроводниках. На лазерных установках возможно скрайбирование кремниевых и германиевых пластин при создании элементов микроэлектроники. В ряде случаев производится микросварка элементов полупроводниковых приборов, микросхем и даже материалов, сваривание которых невозможно другими способами. Осуществляется сварка металла со стеклом, металла с керамикой, разнородных металлических элементов. Сварку ведут в труднодоступных местах, куда невозможно проникнуть обычным инструментам, а с помощью оптических систем можно легко подвести лазерный луч к свариваемому месту. Сварку, резку, термическую обработку, пробивку отверстий можно производить в вакууме или в среде инертных газов, если это предусмотрено технологическим процессом. Для этого необходимо обрабатываемую деталь поместить в соответствующую камеру и с помощью оптических систем подвести лазерный луч. Подбором режима работы лазера и скорости перемещения обрабатываемой детали можно получить шовную сварку таких металлов, как молибден, кобальт, никель, медь, золото и других с хорошей теплопроводностью. При этом толщина свариваемых элементов может составлять несколько миллиметров.

Импульсные лазерные установки служат для подгонки номиналов элементов электронной техники, балансировки высокоскоростных роторов гироскопов, поверхностной закалки. Непрерывные лазеры на основе ИАГ используют в установках для получения шовной сварки, термообработки поверхностей, что позволяет значительно увеличить ресурс и надежность работы различных деталей, работающих в условиях большой нагрузки.

Молекулярные лазеры на  $\text{CO}_2$  обладают большой мощностью непрерывного излучения, и это обстоятельство дает возможность применять их для решения многих технологических операций в судостроении, радиоэлектронике, текстильной промышленности и т. д. При этом повышается в десятки раз производительность труда и существенно улучшается культура производства.

Высокая точность обработки, бесконтактность процесса, малая зона термического воздействия, обработка материалов с различными физическими и механическими свойствами делает лазерную технологию перспективной, тем более, что лазерный луч можно сфокусировать в точку диаметром, соизмеримым с длиной волны излучения.

Лазерная технология основана на том, что при облучении обрабатываемой поверхности часть потока отражается, а часть поглощается, вызывая нагрев материала. Поэтому обрабатываемые материалы должны иметь большой коэффициент поглощения на длине волны излучения лазера. Доля поглощенного потока также определяется качеством обрабатываемой поверхности, наличием оксидной пленки и начальной температурой. Проникая на глубину  $\delta = 1/\alpha$  ( $\alpha$  — линейный коэффициент поглощения), луч вызывает разогрев материала до температуры, необходимой для плавления или даже испарения материала. Значения этих температур определяются физико-химическими свойствами обрабатываемого материала. Наиболее важным параметром при лазерной обработке материалов является плотность лазерного излучения, необходимая для того или иного технологического процесса. Так, лазерная резка зависит от мощности излучения лазера, толщины и физико-химических свойств материала, а также от скорости резки. Она отличается высоким качеством реза, незначительной зоной термического влияния, параллельностью кромок, возможностью обработки самых тугоплавких и прочных материалов. Для резки используют лазеры непрерывного и импульсного излучения. Лазерную резку металлов, как правило, осуществляют при поддуве кислорода, а иногда инертного газа. Кислород способствует предварительному окислению и уменьшению отражательной способности материала, воспламенению и горению, сопровождающимся экзотермической реакцией, тепло которой усиливает термическое действие излучения и удаление расплава и продуктов сгорания из зоны реза. Продув инертных газов также существенно повышает качество, производительность резки, а также позволяет уменьшить требуемую мощность лазера.

Для пробивки отверстий используют, как правило, импульсные лазеры на ИАГ и  $\text{CO}_2$  с энергией в импульсе до нескольких десятков джоулей и длительностью импульса единицы миллисекунд. Плотность лазерного излучения в зоне обработки около  $10 \text{ МВт/см}^2$ . Лазерная пробивка отверстий является бесконтактной, увеличивает точность размещения отверстий на обрабатываемой поверхности, дает возможность ориентировать отверстие в любом направлении, позволяет получать большое отношение глубины к диаметру отверстия. Высока производительность лазерной пробивки отверстий. Она составляет несколько сот отверстий в минуту, что не достижимо механическим способом. При этом в 500—600 раз сокращается время на получение отверстий.

Процесс пробивки отверстий основан на плавлении материала

и его испарении из зоны облучения. Отверстие в глубину растет за счет испарения, а в диаметре вследствие плавления стенок и вытеснения жидкости избыточным давлением паров.

Для сварки используют лазеры непрерывного и импульсного излучения. С помощью первых лазеров получают шовное соединение, а с помощью вторых — точечное. Плотность лазерного излучения в зоне обработки составляет  $10^5$ — $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Особенно перспективны газовые лазеры на CO<sub>2</sub> и твердотельные ИАГ-лазеры. В основе лазерной сварки лежит процесс плавления. Качество сварки определяется степенью растворимости свариваемых материалов, плотностью контакта между ними и режимом лазерного излучения, позволяющим расплавить материал без его испарения. Качество сварного шва улучшается при наличии непрерывного излучения лазера.

Процесс термической обработки основан на изменении кристаллографической структуры обрабатываемой поверхности. Этот технологический прием используют при подгонке сопротивлений, закалке поверхности. Закалку осуществляют без общего разогрева обрабатываемого изделия и на малых участках путем применения масок. При лазерной закалке отсутствует окисление обрабатываемой зоны за счет короточного процесса. Основным процессом закалки является разогрев обрабатываемой зоны до температуры, при которой углерод начинает существовать как твердый раствор карбида кремния в гамма-железе.

Лазерный луч используют для отжига полупроводников, позволяющего устранить дефекты в структуре, возникающие в результате легирования. Если другие способы требуют 40—60 мин отжига полупроводника при температуре 800—1000 °С, то при лазерном отжиге на это требуется гораздо меньше времени. При этом значительно уменьшается диффузия примесей.

Лазеры применяют для решения технологических задач в полиграфии, бумагоделательной, деревообрабатывающей, текстильной промышленности и др.

### 13.3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В НАУЧНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В научных и прикладных исследованиях используются такие свойства лазерного излучения, как когерентность, монохроматичность, возможности работы в большом динамическом и спектральном диапазонах, получения весьма коротких импульсов большой амплитуды, плавной перестройки излучения в определенном диапазоне длин волн.

В настоящее время создаются оптико-электронные приборы с лазерами, предназначенные для измерения и контроля различных параметров объектов. В этих приборах используется взаимодействие излучения лазера с веществом объекта, вследствие чего имеют место различные оптические эффекты, приводящие к поглощению света, отражению, преломлению, изменению состоя-

ния поляризации, двулучепреломлению, интерференции, дифракции и т. д. Сила оптического эффекта определяется свойствами материала объекта, его геометрическими размерами. Таким образом, измеряя силу того или иного эффекта, а в отдельных случаях одновременно силу нескольких оптических эффектов, удастся получить оптико-физические и геометрические параметры объекта.

Лазерные приборы позволяют измерять или контролировать состав материалов, а в других случаях производить разделение частиц по размеру, атомному весу, массовым числам, а также и разделение изотопов химических элементов. Выпускаются приборы для измерения геометрических размеров объектов — толщины тонких пленок, малых наружных и внутренних диаметров. В приборах измерения используются, как правило, газовые и полупроводниковые лазеры непрерывного или частотного режима излучения. При этом предъявляются жесткие требования к стабильности одночастотного излучения с постоянным положением в пространстве оси диаграммы направленности. Лазерные приборы позволяют автоматически вести измерения желаемого параметра и включаться в автоматизированные системы. Обработка результатов измерения ведется с помощью ЭВМ, которая также может управлять режимом измерения.

Созданы лазерные приборы измерения линейной скорости объекта и относительной дальности до него на основе эффекта Доплера. Принцип работы прибора основан на измерении разностной частоты между частотами лазерного передатчика и отраженного от объекта сигнала. Используются одночастотные газовые He—Ne-лазеры и CO<sub>2</sub>-лазеры.

В качестве передатчика лазеры применяются в дальномерах, системах локации и связи. В лазерных дальномерах используются в основном активные элементы из ИАГ или неодимового стекла в режиме модулированной добротности с энергией несколько сотен миллиджоулей при длительности десятки наносекунд. При этом дальность действия дальномера составляет около 10 км с точностью определения дальности в несколько метров.

Созданы дальномеры на основе CO<sub>2</sub>-лазера. Достоинство этих лазеров состоит в том, что в атмосфере имеется окно прозрачности на  $\lambda = 10,6$  мкм и даже при наличии тумана, дождя, снега требуется меньшая мощность излучения по сравнению с твердотельными лазерами. Еще одним бесспорным преимуществом CO<sub>2</sub>-лазеров является то, что их излучение в дальномере безопасно для зрения. Так, в литературе имеются сообщения о том, что излучение CO<sub>2</sub>-лазера в дальномере безопасно на расстоянии 0,4 км от апертуры и дальше, поскольку оно в большей степени поглощается роговицей глаза и оказывает в меньшей степени влияние на сетчатку глаза, в то время как излучение лазеров на ИАГ и неодимовом стекле опасно для зрения на расстоянии 1 км от апертуры лазера и дальше.



В лазерных локаторах устанавливают импульсные твердотельные лазеры на ИАГ, неодимовом стекле и рубине в режиме модулированной добротности с энергией в импульсе около 1 Дж при длительности 1—10 нс. Осуществляется локация искусственных спутников Земли, а также Луны. На спутниках устанавливаются уголкового отражатели для обеспечения уверенного приема отраженного луча. В 1965 г. с помощью лазерного локатора было точно измерено расстояние до Луны.

Лазерные системы связи могут быть снабжены газовыми, твердотельными и полупроводниковыми лазерами. Высокая степень монохроматичности, стабильности, пространственно-временной когерентности He—Ne-лазеров позволяет их использовать в линиях связи. Получение частотной стабильности CO<sub>2</sub>-лазеров дает возможность применять их в системах дальней связи, особенно космической. Малые размеры инжекционных полупроводниковых лазеров и простота модуляции их излучения дает возможность использовать эти лазеры в волоконно-оптических линиях связи в качестве передатчиков.

Оптические линии связи обладают большой емкостью передаваемой информации, в миллион раз превосходящей емкость радиоволн метрового диапазона. Открытая линия связи функционирует только в пределах прямой видимости, и поэтому в земных условиях дальность действия ее ограничена. В космическом пространстве, где отсутствует поглощение излучения атмосферой, возможна связь на большие расстояния. Особое значение приобретает оптическая связь с космическими кораблями в момент их вхождения в слои атмосферы, когда космический корабль обволакивается ионизированной высокотемпературной плазмой, непрозрачной для радиоволн.

В последние годы находят широкое применение волоконно-оптические линии связи, использующие в качестве передатчика газовые и полупроводниковые лазеры непрерывного и импульсного излучений. Преимущество этих линий связи очевидно. Их отличает большая пропускная способность, устойчивость к внешним электромагнитным помехам, малая масса, низкая стоимость изготовления. Эти преимущества приводят к тому, что ведется работа по замене дорогостоящих медных телефонных кабелей на волоконные, по которым информация передается в виде оптического сигнала. В нашей стране и за рубежом уже функционирует более 300 волоконно-оптических линий связи общей протяженностью около 10 тыс. км. Имеющие место проблемы по созданию стабильных одночастотных лазеров с малой угловой расходимостью излучения и большим ресурсом работы успешно преодолеваются, и в ближайшей пятилетке следует ожидать существенного внедрения волоконно-оптических линий связи в практику передачи информации.

В ближайшие годы в практике найдет широкое применение интегральная оптика, где полупроводниковые гетероструктурные

лазеры, волоконно-оптические линии связи, системы управления излучением и фотоприемники размещаются в пределах одного элемента, называемого оптической интегральной схемой. Степень интеграции данного элемента достаточно высока. Практически оптические интегральные схемы заменят электронные интегральные схемы в силу их очевидного преимущества.

Лазерные системы подводной связи и локации играют важную роль в проблеме освоения Мирового океана. Основной задачей здесь является выбор длины волны излучения, прозрачной для морской воды. Излучение аргонового лазера в сине-зеленой области спектра и излучение второй гармоники ИАГ лазера проходят через морскую воду с минимальным поглощением. Именно на основе этих лазеров создаются системы подводной связи, локации и обнаружения. При этом возникают свои проблемы, поскольку вода является плотной оптической средой, рассеивающей излучение лазера. Рассеянный свет создает помехи при выделении полезной информации. Ищутся технические решения, позволяющие решать возникающие проблемы. Уже имеются лазерные системы, осуществляющие связь под водой на расстоянии до 300 м, а локацию морского дна на глубину 50 м.

Лазерная локация атмосферы приобретает все большую значимость в связи с расширением борьбы за чистоту окружающей среды, поскольку дистанционно возможно определить состав атмосферы, степень загрязнения воздуха, а также измерить стандартные параметры атмосферы: температуру, давление, влажность, скорость ветра и его направление. Параметры атмосферы рассчитывают по интенсивности и спектру отраженного от атмосферы сигнала. В качестве передатчика в данных системах используют различные типы лазеров, но наиболее перспективным является  $\text{CO}_2$ -лазер, поскольку его излучение практически не поглощается самой атмосферой, а поэтому дальность локации может составлять несколько километров и определяется в основном энергетическими параметрами передатчика.

Лазерные приборы управления лучом уже сегодня используются в народном хозяйстве. В качестве излучателя в них служат газовые He—Ne-лазеры и инжекционные полупроводниковые лазеры. Приборы позволяют дистанционно управлять различными машинами и механизмами, производящими такие виды работ, как укладка путей, проходка подземных выработок, рытье водосточных канав под заданным углом стока или просто управление какой-либо сельскохозяйственной машиной. Возможно также дистанционное управление роботами или иными исполнительными устройствами. Лазерные нивелиры позволяют задавать любые направления. В военном деле лазерные приборы управления лучом используются для наведения ракет на мало-размерные наземные, морские и воздушные цели.

Применение лазеров в ряде видов измерений позволяет обеспечить максимально достижимую в настоящее время точность.

Поэтому новое определение метра, сформулированное в 1983 г., регламентирует в качестве эталонных источников излучение лазера, стабилизированное по естественным реперам. И если для линейных измерений направление развития определено на ближайшие годы и уже привело к существенному повышению точности, к появлению многих типов лазерных измерительных приборов, то для угловых измерений этот поиск еще продолжается. Растущие требования к точности измерений вынуждают искать возможности создания более современных угломерных приборов на новых физических принципах, которые позволили бы вывести измерения на эталонный уровень. Одна из таких возможностей — разработка лазерных приборов. Для угловых измерений используются линейные и кольцевые лазеры. Измерения осуществляются по непосредственному счету интерференционных полос на частоте биений. Применение лазеров в интерферометрах повышает точность измерений, в первую очередь, благодаря увеличению контрастности и сужению интерференционных полос.

Существуют и другие лазерные угломерные устройства, в том числе и неинтерференционные. Принцип их действия состоит в том, что один и тот же луч двухчастотного лазера через поляризатор, установленный на поворачиваемом объекте, поступает на первый фотоприемник, а через неподвижный поляризатор на второй фотоприемник. Сигналы с фотоприемников поступают на фазометр. Диапазон измеряемых углов —  $2\pi$ , погрешность измерения может быть доведена до  $10''$ . Схема привлекает простотой, малыми габаритными размерами, большим диапазоном, возможностью работы в условиях промышленного предприятия, нечувствительностью к радиальным и осевым биениям датчика.

В настоящее время имеется ряд систем измерения угловой скорости на основе кольцевых газовых лазеров, включая лазерные гироскопы. Принцип действия состоит в фиксировании частоты биений с последующим вычислением частоты вращения. Может также измеряться угол одновременно с измерением угловой скорости. Достоинством гониометра на основе кольцевого газового лазера является высокая точность измерений, малый шаг дискретности, широкий диапазон измеряемых углов, автономность, цифровой выход, позволяющий автоматизировать процесс измерения. Говоря об угловых измерениях, нельзя не сказать о нанесении угловых шкал с помощью кольцевых газовых лазеров. Для этого частота их биений сообщается исполнительному механизму, который наносит на боковую поверхность вращающейся платформы деления, соответствующие определенному углу. Могут быть нанесены механические, оптические и другие шкалы. Цена углового деления может составлять  $0,7''$ . Также может быть определено угловое расстояние между удаленными объектами, что представляет интерес в геодезии и астрономии.

Лазеры находят широкое применение в медицинской практике и прежде всего в хирургии, онкологии, офтальмологии, дерма-

тологии, стоматологии и других областях. В медицине, как правило, используются газовые лазеры непрерывного или импульсного действия. Механизм взаимодействия лазерного излучения с биологическим объектом еще изучен не до конца, но можно отметить, что имеют место либо тепловые воздействия, либо резонансные взаимодействия с клетками тканей.

В хирургии применяются  $\text{CO}_2$ -лазеры непрерывного действия. Принцип основан на тепловом воздействии. Преимущества лазерной хирургии состоят в том, что она является бесконтактной, практически бескровной, стерильной, локальной, дает гладкое заживление рассеченной ткани, а отсюда хорошие косметические результаты. Суть лазерной хирургии состоит в том, что излучение  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) посредством световода или иной оптической системы подводится к лазерному скальпелю, в котором располагается фокусирующая оптика с большим фокусным расстоянием. Для облегчения расположения фокального пятна на оперируемом объекте в оптический тракт вводится луч He—Ne-лазера или свет от обычной лампы накаливания. Оба луча фокусируются на поверхности оперируемого объекта. Лазерный скальпель имеет все степени подвижности, и хирург им оперирует как обычным скальпелем. Эффективность лазерного реза зависит в основном от режима работы лазера и расположения фокального пятна относительно поверхности. Если плотность лазерного луча оказывается выше допустимой, то это вызывает обугливание ткани. Если же плотность луча оказывается ниже допустимой, то рассечение ткани сопровождается большим кровотечением. При правильно выбранной плотности мощности имеет место рассечение ткани с минимальной потерей крови, поскольку происходит ее коагуляция. Недостатком лазерной хирургии является то, что практически трудно регулировать глубину реза. Но тем не менее использование лазерного скальпеля для резекции органов расценивается специалистами как крупное достижение в области хирургии.

В онкологии было замечено, что лазерный луч оказывает разрушающее действие на опухолевые клетки. Механизм разрушения основан на термическом эффекте, вследствие которого возникает разность температур между поверхностными и внутренними частями объекта, приводящая к сильным динамическим эффектам и разрушению опухолевых клеток. Замечено, что импульсный режим работы лазера вызывает более сильный динамический эффект, что в общем-то нежелательно для здоровых клеток. Поэтому в онкологии нашли применение газовые  $\text{CO}_2$ -лазеры непрерывного действия.

В офтальмологии лазеры применяют, пожалуй, с первых дней их появления. С помощью лазера производят приварку сетчатки глаза, сварку сосудов глазной сосудистой оболочки. В основе лежит тепловое воздействие луча на ткань. При этом используют импульсные рубиновые лазеры. Хрусталик глаза является фоку-

сирующей линзой, поэтому лазерное излучение должно лежать в области прозрачности хрусталика. Имеется ряд лазерных установок, которые применяются в клинической практике. Так, в офтальмологии для микрохирургии по лечению глаукомы служат аргонные лазеры непрерывного излучения в сине-зеленой области спектра.

В дерматологии с помощью лазерного излучения лечат многие тяжелые и хронические заболевания кожи, в том числе и выводят татуировки посредством ее облучения лучом. Применяют твердотельные и газовые лазеры различных типов. При облучении лазером активизируется регенеративный процесс, происходит активизация обмена клеточных элементов, изменения в реакции организма. При этом нет теплового воздействия. Специалистами рекомендуется широкое применение лазеров в дерматологии.

В стоматологии лазерное излучение является наиболее эффективным физиотерапевтическим средством лечения парадонтоза и заболевания слизистой оболочки полости рта. При взаимодействии непрерывного или импульсного излучения He—Ne-лазера с тканью происходит локальное разогревание и повышением температуры. При этом увеличивается давление и более активно протекают фотобиологические реакции. Все это повышает эффективность лечения.

Лазерный луч применяется вместо иглоукалывания. Острофокусированный луч He—Ne-лазера работает как биологический стимулятор. Преимущества применения лазерного луча состоят в том, что отсутствует контакт с биологическим объектом, а следовательно, процесс протекает стерильно и безболезненно при большой эффективности.

В последние годы получила широкое развитие лазерная система записи и воспроизведения информации с использованием He—Ne-лазеров и полупроводниковых лазеров. Суть состоит в том, что запись информации производится на специальных круглых дисках. Поскольку лазерный луч можно сфокусировать в пятно диаметром несколько микрометров, то на диске диаметром в 300 мм может разместиться около 50 тыс. дорожек, на которых можно записать большое количество информации, а затем, в случае необходимости, ее воспроизвести.

Лазеры различных типов применяют в сельском хозяйстве для стимулирования развития многих растений.

В заключение следует отметить, что лазеры из исследовательских лабораторий все больше и больше внедряются в технику, медицину, сельское хозяйство и другие области деятельности человека.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Звелто О. Принципы лазеров. — М.: Мир, 1984. — 400 с.
2. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 152 с.
3. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. — М.: Наука, 1983. — 320 с.
4. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. — М.: Мир, 1980. — 540 с.
5. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. — Л.: Машиностроение, 1978. — 336 с.
6. Новик А. Е. Газоразрядные лазеры. — М.: Радио и связь, 1982. — 120 с.
7. Пахомов И. И., Рожков О. В., Рождествен В. Н. Оптико-электронные квантовые приборы. — М.: Радио и связь, 1982. — С. 456.
8. Пихтин А. Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. — М.: Высш. шк., 1983. — 304 с.
9. Рябов С. Г., Торопкин Г. Н., Усольцев И. Ф. Приборы квантовой электроники. — М.: Радио и связь, 1985. — 280 с.
10. Тарасов Л. В. Физические основы квантовой электроники. — М.: Советское радио, 1976. — 368 с.
11. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. — М.: Радио и связь, 1981. — 440 с.
12. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов/А. А. Каминский, Л. К. Аминов, В. Л. Ермолаев и др. — М.: Наука, 1986. — 272 с.
13. Хансперджер Р. Интегральная оптика (теория и технология). — М.: Мир, 1985. — 330 с.
14. Химические лазеры/Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982. — 370 с.

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава 1. Введение в квантовую электронику . . . . .</b>	<b>5</b>
1.1. Спонтанное и вынужденное излучение . . . . .	—
1.2. Принцип действия лазеров . . . . .	12
1.3. Классификация лазеров . . . . .	16
1.4. Форма спектральной линии . . . . .	19
1.5. Характеристики излучения лазеров . . . . .	26
<b>Глава 2. Пассивные элементы лазеров . . . . .</b>	<b>36</b>
2.1. Основные уравнения электродинамики . . . . .	—
2.2. Электромагнитные волны на границе раздела двух сред . . . . .	41
2.3. Плоские слои . . . . .	57
2.4. Металлические и диэлектрические зеркала . . . . .	62
2.5. Электромагнитные волны в волноводах . . . . .	—
2.6. Световоды . . . . .	77
2.7. Общие сведения об оптических резонаторах . . . . .	81
2.8. Резонаторы с плоскими зеркалами . . . . .	87
2.9. Резонаторы со сферическими зеркалами . . . . .	92
2.10. Призмленные, угловые и сложные резонаторы . . . . .	99
2.11. Неустойчивые резонаторы . . . . .	101
2.12. Селекция мод . . . . .	103
<b>Глава 3. Методы описания процессов и расчетов в лазерах . . . . .</b>	<b>108</b>
3.1. Вероятностный метод описания процессов в лазерах . . . . .	—
3.2. Полуклассический метод расчета лазеров . . . . .	112
<b>Глава 4. Режимы работы лазеров . . . . .</b>	<b>120</b>
4.1. Стационарный режим генерации . . . . .	—
4.2. Работа лазеров в режиме модуляции добротности . . . . .	124
4.3. Модуляция добротности резонаторов . . . . .	127
4.4. Режим синхронизации мод . . . . .	132
4.5. Синхронизация мод в лазерах . . . . .	135
<b>Глава 5. Твердотельные лазеры . . . . .</b>	<b>139</b>
5.1. Системы оптической накачки . . . . .	—
5.2. Активные среды твердотельных лазеров . . . . .	144
5.3. Трехуровневые лазеры . . . . .	145
5.4. Четырехуровневые лазеры . . . . .	150
5.5. Перспективы развития твердотельных лазеров . . . . .	156
<b>Глава 6. Газовые лазеры . . . . .</b>	<b>159</b>
6.1. Основные типы газовых лазеров . . . . .	—
6.2. Осуществление инверсии в газовом разряде . . . . .	160
6.3. Лазеры на нейтральных атомах . . . . .	165
6.4. Ионные лазеры . . . . .	169
6.5. Молекулярные газоразрядные лазеры . . . . .	173
6.6. Электроионизационные лазеры . . . . .	179
6.7. Газодинамические лазеры . . . . .	181

6.8. Лазеры с химическим возбуждением . . . . .	184
6.9. Лазеры на самоограниченных переходах . . . . .	188
6.10. Лазеры на эксимерах . . . . .	192
6.11. Волноводные лазеры . . . . .	196
6.12. Газовые лазеры с излучением в длинноволновой ИК-области . . . . .	199
<b>Глава 7. Жидкостные лазеры . . . . .</b>	<b>203</b>
7.1. Основные типы и особенности жидкостных лазеров . . . . .	—
7.2. Лазеры на неорганических жидкостях . . . . .	204
7.3. Лазеры на растворах органических красителей . . . . .	205
7.4. Управление спектром излучения жидкостных лазеров . . . . .	212
<b>Глава 8. Полупроводниковые лазеры . . . . .</b>	<b>216</b>
8.1. Вынужденное излучение в полупроводниках . . . . .	—
8.2. Создание инверсии в полупроводниках . . . . .	222
8.3. Лазеры на гомоструктурах . . . . .	228
8.4. Лазеры на гетероструктурах . . . . .	236
8.5. Лазеры с распределенной обратной связью . . . . .	239
<b>Глава 9. Рентгеновские, гамма-лазеры и лазеры на свободных электронах . . . . .</b>	<b>241</b>
9.1. Рентгеновские лазеры . . . . .	—
9.2. Гамма-лазеры . . . . .	245
9.3. Лазеры на свободных электронах . . . . .	246
<b>Глава 10. Свойства лазерного излучения и измерение его параметров . . . . .</b>	<b>250</b>
10.1. Параметры лазерного излучения . . . . .	—
10.2. Когерентность . . . . .	252
10.3. Поляризация . . . . .	265
<b>Глава 11. Приборы управления излучением лазеров . . . . .</b>	<b>273</b>
11.1. Модуляторы . . . . .	—
11.2. Дефлекторы . . . . .	281
<b>Глава 12. Нелинейно-оптические явления . . . . .</b>	<b>284</b>
12.1. Нелинейная оптика . . . . .	—
12.2. Условие фазового синхронизма и генерация второй гармоники . . . . .	286
12.3. Параметрическое усиление и генерация излучения . . . . .	290
12.4. Вынужденное комбинационное рассеяние . . . . .	292
12.5. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна . . . . .	295
12.6. Самофокусировка и самоканализация излучения . . . . .	297
<b>Глава 13. Применение лазеров . . . . .</b>	<b>300</b>
13.1. Особенности использования лазеров в приборах . . . . .	—
13.2. Применение лазеров в промышленности . . . . .	305
13.3. Применение лазеров в научных и прикладных исследованиях . . . . .	307
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>314</b>



УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Крылов Константин Иванович  
Прокопенко Виктор Трофимович  
Тарлыков Владимир Алексеевич

## ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

Редактор *Н. А. Жукова*  
Художественный редактор *С. С. Венедиктов*  
Технические редакторы: *Т. М. Жилич, Е. Б. Спрукт*  
Корректоры: *А. И. Лавриненко, Н. Б. Старостина*

ИБ № 6085

Сдано в набор 29.03.90. Подписано в печать 22.10.90. Формат 60 × 90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бумага офс. № 2. **Гарнитура литературная.** Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 20,0. Усл. кр.-отт. 20,0. Уч.-изд. л. 20,27. Тираж 10 000 экз.  
Заказ 57. Цена 1 руб.

Ленинградское отделение ордена Трудового Красного Знамени  
издательства «Машиностроение».  
191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10

Типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени  
издательства «Машиностроение»  
при Государственном комитете СССР по печати.  
193144, г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10