Л.В.Тарасов

ЛАЗЕРЫ иихприменение



Л.В.Тарасов

ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Одобрено Ученым советом Государственного комитета СССР по профессионально-техническому образованию в качестве учебного пособия для средних профессионально-технических училищ





МОСКВА •РАДИО И СВЯЗЬ• 1983

Scan AAW

Тарасов Л. В.

Т19 Лазеры и их применение: Учебное пособие для ПТУ. — М.: Радио и связь, 1983. — 152 с., ил.

25 к.

В популярной форме изложены принципы работы, основные элементы и параметры лазера. Систематизированно рассмотрены существующие типы лазеров, различные режимы генерации, внутрирезонаторные и внерезонаторные способы управления лазерным излучением. Описаны практические применения лазеров.

Предназначается для учащихся профессионально-технических училищ. Учебное пособие может быть использовано при профессиональном обучении рабочих на производстве. Представляет интерес для школьников, преподавателей, студентов.

Рецензенты:

доктор фил. наук и канд. физ.-мат. наук Г. Я. МЯКИШЕВ, канд. физ.-мат. наук Ю. Д. ГОЛЯЕВ.

Редакция литературы по электронной технике

Лев Васильевич Тарасов

ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Редактор В. М. Ларионова. Художник Н. А. Игнатьев. Художественный редактор Н. С. Шеин. Технический редактор Т. Н. Зыкина. Корректор И. Г. Зыкова

ИБ № 35

 Сдано в набор 6.01.83
 Подписано в печать 9.02.83

 T-05163
 Формат 60×90!/16
 Бумага кн.-журн.
 Гарнитура литературная
 Печать высокая

 Усл. печ. л. 9,5
 Усл. кр.-отт. 9,75
 Уч.-изд. л. 10,61
 Тираж 30 000 экз.
 Изд. № 19780

 Зак. № 5
 Цена 25 к.

 Издательство «Радно и связь». 101000
 Москва, Главпочтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь» Госкомиздата СССР 101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

C Издательство «Радио и связь» 1983

ПРЕДИСЛОВИЕ

Среди выдающихся научно-технических достижений ХХ века одно из первых мест по праву принадлежит лазерам. С создания в 1960 году первого лазера началось бурное развитие *лазерной* техники. Сегодня лазеры и лазерные системы находят широкое применение во многих областях науки и техники. Они применяются в современных системах локации и связи. вычислительных устройствах, измерительных установках, в сложнейших технологических процессах. Лазеры используются также в биологии и медицине, в разнообразных физических и химических исследованиях.

Широкое применение лазеров в современной науке и технике объясняется специфическими свойствами лазерного излучения. Лазер — это генератор когерентного света. В отличие от других источников света (например, ламп накаливания или ламп дневного света) лазер дает оптическое излучение, характеризующееся высокой степенью упорядоченности светового поля или, как говорят, высокой степенью когерентности. Такое излучение отличается высокой монохроматичностью и направленностью.

Изучение вопросов, связанных с лазерами и их применениями, следует начинать с рассмотрения оптической когерентности и физики процессов, приводящих к формированию в лазере когерентного оптического излучения. Этому и посвящена первая глава. Классификация лазеров, физические и технические особенности *различных типов* лазеров рассматриваются во второй главе. Практическое применение лазеров выдвигает на первый план вопросы управления лазерным излучением. Эти вопросы включают в себя не только отклонение, сканирование и модуляцию, но также целенаправленное изменение режима генерации для получения излучения с заданными пространственными, временны́ми, частотными и энергетическими характеристиками. Всем этим вопросам посвящена третья глава. Наконец, в четвертой главе рассмотрены различные применения лазеров в современной науке и технике.

Автор глубоко признателен Ю. Д. Голяеву, В. Г. Дмитриеву, Г. Я. Мякишеву, В. А. Ежову, прочитавшим рукопись книги и высказавшим ценные замечания и пожелания. Автор выражает благодарность А. Н. Тарасовой за помощь в подготовке рукописи к печати.

Глава первая

ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

§ 1.1. СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ И ФОТОНЫ

Световые волны. С понятиями свет или оптическое излучение связывают электромагнитные волны, длина которых находится в диапазоне значений примерно от 0,01 до 100 мкм (1 мкм = 10^{-6} м). Эти волны называют световыми волнами. Человеческий глаз воспринимает только те световые волны, длина которых λ удовлетворяет условию 0,4 $<\lambda$ <0,75 мкм (область видимого света). Если λ <0,4 мкм, то световые волны попадают в ультрафиолетовую область спектра, а если λ >0,75 мкм — в инфракрасную область.

Напомним некоторые сведения об электромагнитных волнах, известные из курса физики. Электромагнитная волна представляет собой распространяющуюся со скоростью света систему периодически изменяющихся электрических и магнитных полей, ориентированных перпендикулярно друг к другу и к направлению распространения волны. «Моментальный снимок» такой системы полей приведен на рис. 1.1. Рисунок дает представление об электро-



Рис. 1.1. Схематическое изображение электромагнитной волны. Волна является плоской, идеально монохроматичной, идеально поляризованной. Плоский волновой фронт ориентирован перпендикулярно к направлению распространения волны (перпендикулярно к оси z)

магнитной волне, которая распространяется вдоль оси z. Электрическое поле в волне описывается вектором электрической напряженности \vec{E} , а магнитное — вектором магнитной индукции \vec{B} . Можно сказать, что в электромагнитной волне совершают колебания векторы \vec{E} и \vec{B} ; эти колебания происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях. Частота колебаний ν связана с длиной волны соотношением

 $v = v/\lambda,$ (1.1)

где v — скорость распространения волны (скорость света) в данной среде. Напомним, что

$$v = c/n, \tag{1.2}$$

где n — показатель преломления среды; c — скорость света в вакууме ($c=3\cdot 10^8$ м/с).

Векторы \vec{E} и \vec{B} выступают в электромагнитной волне равноправно. Однако фотохимическое, фотоэлектрическое, физиологическое действия света связаны главным образом с электрическим вектором \vec{E} . Поэтому ограничимся ниже рассмотрением именно вектора \vec{E} . Плоскость, в которой происходят колебания вектора \vec{E} (плоскость S на рис. 1.1), будем называть плоскостью поляризации электромагнитной волны.

Изображенная на рис. 1.1 электромагнитная волна есть идеализированная волна. Она идеально монохроматична (имеет строго определенную длину λ и строго определенную частоту), имеет плоский фронт (он перпендикулярен к оси z), является идеально поляризованной (колебания вектора \vec{E} происходят строго в определенной плоскости). Это есть плоская монохроматическая поляризованная волна. Такие световые волны «существуют» лишь на страницах популярных книг и в учебниках. В действительности же световая волна от любого реального источника света характеризуется разбросом частот в некотором интервале значений; ее фронт никогда не является идеально плоским. Кроме того, реальные световые волны обычно не имеют определенной плоскости поляризации; они являются неполяризованными волнами. Таковы, в частности, световые волны от солнца, пламени костра, лампы накаливания.

Реальную световую волну можно рассматривать как некий набор плоских монохроматических поляризованных волн с разными частотами, направлениями распространения, плоскостями поляризации. Такой подход часто используют. Однако он в определенной степени формален. Более последовательным, с физической точки зрения, является представление реальной световой волны в виде потока микрочастиц (их называют фотонами), характеризующегося некоторой «внутренней структурой», определяемой распределением фотонов по различным состояниям.

Фотоны. Фотон занимает определенное место в списке элементарных частиц. Он не имеет массы покоя, у него нет электрического заряда. В любой системе отсчета скорость фотона равна скорости света в вакууме. Как и любую другую элементарную частицу, фотон нельзя представить себе наглядно. Не имеет смысла ставить вопросы: как выглядит фотон? Какова структура фотона? Поэтому ограничимся более простым вопросом: что именно надо определить, чтобы «задать» (описать) тот или иной фотон? Для этого надо определить, во-первых, энергию фотона ε и, вовторых, направление его движения. Это означает, что нужно задать импульс (количество движения) фотона \vec{p} . Направление вектора p есть направление движения фотона; модуль вектора \vec{p} есть энергия фотона, деленная на скорость света в вакууме:

$$p = \varepsilon/c. \tag{1.3}$$

Кроме того, надо определить поляризацию фотона. Обозначим поляризацию фотона через у; смысл этой характеристики поясним немного позднее. Пока заметим лишь, что она принимает всего два значения, что отвечает двум возможным поляризациям фотона.

Итак, чтобы «задать» фотон, надо определить четыре величины: три проекции импульса (p_x , p_y , p_z) и поляризацию γ . При этом, как видно из (1.3), будет определена также энергия фотона: $\varepsilon = pc = c \sqrt{p^2_x + p^2_y + p^2_z}$. Если два фотона имеют одинаковую четверку величин p_x , p_y , p_z , γ , то говорят, что эти фотоны находятся в одном и том же состоянии. Следовательно, указанные четыре величины могут рассматриваться как характеристики фотонных состояний. Переход от одного фотонного состояния к другому связан с изменением хотя бы одной из этих величин.

Различить два фотона можно лишь в том случае, если они находятся в разных состояниях. Все фотоны, находящиеся в одном и том же состоянии, принципиально неразличимы.

Важно отметить, что характеристики фотонного состояния соответствуют характеристикам плоской монохроматической поляризованной световой волны. Направление импульса фотона совпадает с направлением распространения волны. Поляризация фотона соответствует поляризации волны. Два возможных значения поляризации фотона отвечают двум независимым состояниям поляризации волны (речь идет о состояниях поляризации волны в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях). Утверждение «фотон находится в состоянии с поляризацией $\gamma = \gamma_1$ » означает, что рассматриваемый фотон «взят» из световой волны, имеющей соответствующую поляризацию. Энергия фотона выражается через частоту волны следующим образом:

$$\varepsilon = h v. \tag{1.4}$$

Здесь h — универсальная физическая постоянная, называемая постоянной Планка; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Подставив (1.4) в (1.3), получим

$$p = h_{\mathbf{V}}/c = h/\lambda. \tag{1.5}$$

Соотношения (1.4) и (1.5) отражают корпускулярно-волновой дуализм свойств света («дуализм» означает «двойственность»). Эти соотношения связывают характеристики микрочастицы (корпускулы) є и p с характеристиками волны v и λ . Подчеркнем, что связь осуществляется через постоянную Планка h. Итак, плоская монохроматическая поляризованная световая волна представляет собой коллектив фотонов, находящихся в одном и том же состоянии. Различным фотонным состояниям соответствуют различные плоские монохроматические поляризованные волны.

О фермионах и бозонах. Все существующие в природе микрочастицы четко подразделяются на две группы по характеру их поведения в коллективе себе подобных (или, как говорят физики, по *статистическим свойствам*). Микрочастицы одной группы проявляют «крайний индивидуализм»: если какое-то состояние уже занято микрочастицей, то никакая другая микрочастица того же типа не сможет попасть в это состояние. Иначе говоря, эти микрочастицы могут заселять состояния только *поодиночке*. Микрочастицы другой группы ведут себя в коллективе совсем иначе: они не только способны заселять одно и то же состояние в неограниченном количестве, но, более того, вероятность их попадания в какое-то состояние тем больше, чем больше таких же частиц уже находится в данном состоянии. Иначе говоря, эти микрочастицы проявляют тенденцию накапливаться в отдельных состояниях.

Микрочастицы первой группы принято называть фермионами (в честь итальянского физика Ферми), а микрочастицы второй группы — бозонами (в честь индийского физика Бозе). К фермионам относятся, например, электроны. Заметим, что именно с фермионным характером статистики электронов связан тот факт, что на каждом уровне в атоме может находиться не более некоторого определенного числа электронов (2, 8, 18, ...). Дело в том, что каждому уровню атома соответствует определенное число электронных состояний (2, 8, 18, ...). Если бы не существовало «запрета» электронам заселять одно и то же состояние в количестве, превышающем единицу, то во всех атомах все электроны оказались бы на уровне с наименьшей возможной энергией. В результате исчезло бы все многообразие химических элементов.

Фотонные коллективы подчиняются иным законам, нежели электроны. Фотоны относятся к бозонам. Чем больше фотонов находится в данном состоянии, тем с большей вероятностью будет заселяться это состояние новыми фотонами. В дальнейшем убедимся, что бозонный характер статистики фотонов играет в оптических явлениях исключительно важную роль.

Фотоны и световые волны. Рассмотрим некоторое фотонное состояние, характеризующееся определенным импульсом \vec{p} и поляризацией γ ; будем называть его $p\gamma$ -состоянием. Этому состоянию соответствует плоская монохроматическая поляризованная световая волна; будем называть ее $p\gamma$ -волной. Пусть $N_{p,\gamma}$ есть число фотонов в единице объема, находящихся в $p\gamma$ -состоянии. Если

$$N_{py} \gg 1, \tag{1.6}$$

т. е. если в данном фотонном состоянии находится очень много фотонов, то можно пренебречь «зернистостью» (дискретностью) структуры излучения и рассматривать излучение в виде «непрерывной среды» или, иначе говоря, в виде плоской монохроматической поляризованной световой волны (в виде световой $p\gamma$ -волны). Если же условие (1.6) не выполнено, то в этом случае пренебрегать дискретностью структуры поля излучения уже нельзя.

Таким образом, возможность существования световых волн связана с тем, насколько плотно заселяют фотоны те или иные состояния. Легко видеть, что существование световых волн есть прямое следствие бозонного характера статистики фотонов. Ведь если бы фотоны являлись фермионами, то в любом фотонном состоянии могло бы находиться не более одного фотона.

§ 1.2. ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ

«Неупорядоченные» световые волны; волновые цуги. Рассматривая реальное оптическое излучение, необходимо учитывать различные фотонные состояния. Ведь разные атомы вещества-излучателя испускают фотоны в достаточной мере независимо друг от друга; естественно, что при этом появляются фотоны, различающиеся и энергией, и направлением импульса, и поляризацией. Излучение, «составленное» из таких разных фотонов, может быть названо «неупорядоченным»; его нельзя представлять в виде плоской монохроматической волны. Для неупорядоченных световых волн характерен существенный разброс фотонов по разным состояниям.

Неупорядоченную световую волну часто моделируют как набор так называемых волновых цугов. Предположим, что составляющие излучение фотоны распределены (разумеется, мысленно) по группам, в каждую из которых входит достаточно большое число фотонов, находящихся в одном и том же состоянии. Каждая такая группа и есть волновой цуг. В простейшем случае волновой цуг представляют в виде простого «кусочка» («обрывка») плоской монохроматической волны, характеристики которой соответствуют характеристикам данного фотонного состояния. При этом степень заселенности состояния, т. е. количество фотонов в волновом цуге, условно связывают с длиной цуга. Большему числу фотонов в рассматриваемом состоянии сопоставляют более длинный волновой цуг. Схематически волновой цуг изображен на рис. 1.2 (τ — длительность цуга, τc — его пространственная длина).



Рис. 1.2. Схематическое изображение волнового цуга в виде «обрывка» монохроматической волны. Волновой цуг соответствует определенному фотонному состоянию

Когерентность световой волны как ее способность к интерференции. Чем более «неупорядоченной» является световая волна, тем в меньшей степени она способна к созданию интерференционной картины. Способность волны к интерференции можно контролировать, измеряя контрастность интерференционных полос, т. е. отношение

$$\zeta = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2), \tag{1.7}$$

где I_1 — интенсивность в центре светлой полосы, а I_2 — в центре темной полосы. Максимальная контрастность ($\zeta = 1$) наблюдается, когда $I_2 = 0$. Минимальная (нулевая) контрастность — при $I_1 = I_2$; в этом случае интерференция попросту отсутствует. Чем выше способность волны к интерференци, тем больше контрастность ζ (тем ближе она к единице). Наиболее четкая (наиболее контрастная) картина интерференционных полос показана на рис. 1.3, *a*, наименее четкая — на рис. 1.3, *b*.



Рис. 1.3. Интерференционные картины, отвечающие разной степени контрастности. Степень когерентности света уменышается от а) к в)

Чтобы различать световые волны по их способности к интерференции, вводят весьма важную характеристику — степень когерентности волны. Чем выше степень когерентности света, тем больше его способность к интерференции. Уменьшение степени когерентности света соответствует возрастанию степени его «неупорядоченности».

Плоская монохроматическая поляризованная световая волна это идеально когерентная волна. Она обладает наибольшей способностью к интерференции. Это — наиболее «упорядоченная» волна. Можно допустить существование волн идеально некогерентных (совершенно «неупорядоченных»), абсолютно неспособных к интерференции. В действительности же реализуются всевозможные промежуточные случаи, отвечающие различной степени когерентности. Строго говоря, нет ни идеально когерентных, ни идеально некогерентных волн, а есть частично когерентные волны.

Степень когерентности световых волн и характер расселения фотонов по состояниям. Степень когерентности световых волн определяется характером расселения фотонов по состояниям. При идеальной когерентности, которой отвечает плоская монохроматическая поляризованная волна, все без исключения фотоны находятся в одном единственном состоянии; они имеют одну и ту же энергию, одно и то же направление импульса, одну и ту же поляризацию. В реальной световой волне фотоны расселены по разным состояниям; при этом в одних состояниях оказывается больше фотонов, в других — меньше. Чем сильнее выражена избирательность (неравномерность) заселения фотонных состояний, иначе говоря, чем плотнее заселены некоторые отдельные состояния за счет остальных состояний (которые остаются полностью или почти свободными), тем выше степень когерентности излучения. На практике все это означает, что степень когерентности излучения тем выше, чем ниже степень его немонохроматичности, чем меньше степень расходимости и чем выше степень поляризации. Степень немонохроматичности волны описывается отношением

$$\xi = \Delta v / v_0, \qquad (1.8)$$

где v₀ — средняя частота, Δv — частотный интервал, характеризующий «разброс» частот (ему отвечает «разброс» энергий фотонов $\Delta \varepsilon = h \Delta v$). Степень расходимости измеряют углом раствора конуса, в пределах которого распространяется световая волна; этот угол называют углом расходимости. Чем ближе форма волнового фронта к плоскости, тем меньше угол расходимости. Степень поляризации световой волны определяют на практике при помощи поляризатора, например, специального кристалла, пропускающего волны с колебаниями вектора электрической напряженности лишь в определенной плоскости, задаваемой ориентацией кристалла. Меняя ориентацию кристалла (поворачивая указанную плоскость вокруг направления распространения волны), измеряют интенсивность прошедшего сквозь кристалл-поляризатор света для разных ориентаций и выявляют максимальное $(I_{\rm max})$ И минимальное (*I*_{min}) значения интенсивности. Степень поляризации определяется отношением

$$\omega = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}).$$
(1.9)

Между степенью немонохроматичности волны ξ и длительностью τ отвечающих этой волне цугов существует связь:

$$\xi \approx 1/\tau v_0. \tag{1.10a}$$

С учетом (1.8) перепишем это соотношение в виде

$$\Delta v \approx 1/\tau. \tag{1.106}$$

Величину т называют временем когерентности. Чем больше время когерентности, тем выше степень когерентности света.

Когерентные явления в долазерной оптике. Долазерную оптику часто называют некогерентной оптикой. Это название условно; следовало бы говорить о малой степени когерентности. Как бы ни была мала эта степень, в принципе ее всегда можно использовать для получения интерференционной картины. Неудивительно, что явление интерференции света наблюдалось еще в долазерной оптике — при использовании обычных источников света.

Воспользуемся представлением о волновых цугах. Различные цуги, испущенные источником света, складываясь друг с другом, не приводят к интерференции; однако возможна интерференция между частями одного и того же цуга. Схема опыта, позволяющего осуществить указанную интерференцию, дана на рис. 1.4 (*A* —

Рис. 1.4. Схема опыта, в котором может наблюдаться интерференция между частями одного и того же волнового цуга



источник света, \mathcal{B} — полупрозрачное зеркало, \mathcal{B} — полностью отражающее зеркало, Γ — экран, на котором наблюдают интерференционную картину). Зеркало \mathcal{B} расщепляет волновой цуг, а зеркало \mathcal{B} обеспечивает последующее совмещение частей цуга в точке Γ . Чтобы в этой точке встретились части не разных цугов, а одного и того же цуга, надо, чтобы было выполнено условие

$$L < \tau c,$$
 (1.11)

где тc — длина цуга, L — разность путей, проходимых частями цуга от точки расщепления до точки встречи (в данном случае $L = |BB| + |B\Gamma| - |B\Gamma|$). При выполнении условия (1.11) наблюдается интерференция.

Идея, показанная на рис. 1.4, реализуется в долазерной оптике разными способами, например, с помощью бипризмы Френеля, интерферометра Майкельсона, при наблюдении колец Ньютона и цветов тонких пленок. Во всех этих случаях интерференция наблюдается благодаря тому, что расстояние L оказывается очень малым — порядка миллиметра и меньше. Ведь для обычных источников света длина волнового цуга τc (длина когерентности) не превышает, как правило, сантиметра.

Высокие когерентные свойства лазерного излучения. Появление лазера произвело в оптике подлинную революцию. Благодаря лазеру человек получил в свое распоряжение оптическое излучение с высокой степенью когерентности. Время когерентности лазерного излучения достигает 10^{-3} с. Это означает, что длина когерентности τc доходит до 10^5 м (до 100 км!), т. е. на семь порядков превышает длину когерентности обычных источников света. Угол расходимости лазерного излучения может составлять всего одну угловую минуту.

§ 1.3. КВАНТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ВЕЩЕСТВЕ И ПРОЦЕССЫ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

Познакомившись с понятием оптической когерентности, можем теперь перейти к рассмотрению принципов работы лазера. Начнем с обсуждения основных процессов взаимодействия оптического излучения с атомами (и молекулами) вещества.

Энергетические уровни атомов и молекул. Энергия атома или молекулы может принимать лишь некоторые определенные (дискретные) значения. Этим значениям соответствуют энергетические уровни. Переход атома (молекулы) с одного энергетического уровня на другой совершается скачком; это есть так называемый квантовый переход. Квантовые переходы атома или молекулы обусловлены различными причинами. В частности, они могут происходить при взаимодействии атомов и молекул с оптическим излучением.

Атомы каждого химического элемента характеризуются своей системой энергетических уровней. Характерные расстояния между уровнями энергии атома составляют примерно 1 ... 5 эВ. Система энергетических уровней атома отражает особенности движения электронов в данном атоме.

Структура энергетических уровней молекулы отражает три типа движений: электронные движения, колебания атомов в молекуле, вращение молекулы. Поэтому система уровней у молекулы сложнее, чем у атома. Наряду с уровнями, отвечающими электронным движениям, существуют колебательные (расстояние между уровнями порядка 0,1 эВ) и вращательные уровни (расстояние между уровнями порядка 0,01 эВ и меньше).

Примечание. 1 эВ (электрон-вольт) — единица энергии, широко используемая в атомной физике. Это есть энергия, которую приобретает электрон под действием напряжения в один вольт. 1 эВ=1,6·10⁻¹⁹ Дж. Используя соотношение $\varepsilon = hv = hc/\lambda$ и учитывая, что $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж.с., $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, получаем, что энергии фотона в 1 эВ соответствует длина световой волны, равная 1,24 мкм.

Поглощение света. Для простоты будем рассматривать всего два энергетических уровня некоего атома. Обозначим энергию нижнего уровня через E_1 , а энергию верхнего — через E_2 . Пусть атом находится на нижнем уровне и пусть вблизи атома пролетает фотон с энергией $\varepsilon_{12}=E_2-E_1$. Атом может поглотить фотон и совершить квантовый переход с уровня E_1 на уровень E_2 (см. рис. 1.5). Это есть элементарный акт поглощения света веществом.

Обозначим через w_n отнесенную к единице времени вероятность поглощения света, связанную с переходами $E_1 \rightarrow E_2$ атомов вещества. Указанная вероятность пропорциональна числу фотонов. Она может быть записана в виде

$$w_{\pi} = BN\varepsilon_{12}, \qquad (1.12)$$

где N — число фотонов в единице объема, имеющих энергию ε_{12} ; B — коэффициент, характеризующий рассматриваемый переход $E_1 \rightarrow E_2$. Вынужденное испускание света. Если атом находится на верхнем энергетическом уровне, то пролетающий фотон с энергией $\epsilon_{12} = E_2 - E_1$ может сыграть роль своеобразного «спускового крючка»: он может вызвать (инициировать) переход $E_2 \rightarrow E_1$, т. е. возвращение атома на нижний уровень. Переход $E_2 \rightarrow E_1$ сопровождает-

ся испусканием фотона (см. рис. 1.6). Новый фотон, как и исходный фотон, имеет энергию $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$. Более того, он имеет такое же направление импульса и такую же поляризацию. Иными словами, *вторич*ный фотон (фотон, испущенный атомом в процессе перехода $E_2 \rightarrow E_1$) оказывается в том же самом состоянии, в каком находится первичный фотон (фотон, вызвавший рассматриваемый переход). В этом как раз и проявляется бозонный характер статистики фотонов — тенденния фотонов накапливаться в одном и том же состоянии.

Рассмотренный процесс называют вынужденным (индуцированным) испусканием света. Чем больше имеется первичных фотонов, тем выше вероятность того, что атом, находящийся на уровне E_2 , совершит переход на уровень E_1 . Здесь проявляется определенное сходство между вынужденным испусканием света и поглощением света: вероятности обоих процессов пропорцио-



Рис. 1.5. Поглощение света



Рис. 1.6. Вынужденное испускание света



Рис. 1.7. Спонтанное испускание света

нальны числу первичных фотонов. Вероятность $w_{n,B}$ вынужденного испускания света, отнесенная к единице времени, есть

$$\boldsymbol{w}_{\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{B}} = BN\boldsymbol{\varepsilon}_{12}. \tag{1.13}$$

Выражение (1.13) совпадает с (1.12).

Итак, если атом находится на уровне E_1 , то фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ вызывает переход $E_1 \rightarrow E_2$ (и при этом уничтожается); если же атом находится на уровне E_2 , то рассматриваемый фотон с такой же вероятностью вызывает переход $E_2 \rightarrow E_1$ (и при этом рождается еще один фотон).

Предположим, что имеется много атомов на уровне E_2 . Пролетая мимо них, первичный фотон может инициировать переход $E_2 \rightarrow E_1$ во многих атомах, т. е. может инициировать рождение не одного, а целой *лавины* вторичных фотонов. Все эти фотоны будут рождаться в том же самом состоянии, в каком находится первичный фотон. Таким образом, один фотон может инициировать рождение целого волнового цуга, причем длина этого цуга (определяемая количеством родившихся вторичных фотонов) может быть, в принципе, сколь угодно большой.

Спонтанное испускание света. Находящийся на уровне E_2 атом может перейти на уровень E_1 не только под действием первичного фотона, но и самопроизвольно или, как обычно говорят, спонтанно (см. рис. 1.7). Родившийся при спонтанном переходе $E_2 \rightarrow E_1$ фотон имеет энертию $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$; остальные же его характеристики (направление импульса, поляризация) оказываются произвольными. Вероятность спонтанного испускания фотона определяется только свойствами перехода $E_2 \rightarrow E_1$; ее записывают в виде

$$\boldsymbol{\omega}_{\mathbf{u}.\mathbf{c}} = \boldsymbol{A}. \tag{1.14}$$

Коэффиициенты A и B, входящие в вероятности процессов испускания и поглощения света, называют коэффициентами Эйнштейна. Важно подчеркнуть, что эти коэффициенты не зависят от каких-либо внешних условий (температуры, давления, интенсивности оптического излучения и т. п.).

Итак, возможны два типа процессов испускания света атомами вещества — вынужденное испускание и спонтанное испускание. Первый процесс можно рассматривать как управляемый: он вызывается первичным фотоном, который не только инициирует переход $E_2 \rightarrow E_1$, но и определяет характеристики родившегося при этом переходе фотона. Второй процесс происходит самопроизвольно; он имеет ярко выраженный случайный характер. Случаен момент перехода $E_2 \rightarrow E_1$, случайны направление полета и поляризация родившегося при этом переходе фотона. Строго говоря, элемент случайного присутствует и в процессах вынужденного испускания света: первичный фотон может инициировать соответствующий переход в данном атоме, но может и не инициировать этого перехода. Недаром же мы везде говорим о вероятности того или иного процесса.

Примечание. Самопроизвольные процессы весьма распространены в микромире. Достаточно отметить радиоактивность атомных ядер и самопроизвольные превращения различных элементарных частиц. Несмотря на принцитиально случайный характер все эти процессы не являются, однако, *беспричинными* (как, впрочем, и все процессы в природе). Причины, обусловливающие спонтанные процессы, мы не будем здесь рассматривать. Укажем лишь, что в микромире любой объект всегда взаимодействует с окружающей средой. Это взаимодействие имеет принципиальный характер и не сводится к обычным силовым взаимодействиям.

§ 1.4. ИНВЕРТИРОВАННАЯ АКТИВНАЯ СРЕДА

Активная среда и активные центры. «Сердцем» лазера является активный элемент — некоторая среда (твердая, жидкая или газообразная), содержащая специально подобранные атомы, ионы или молекулы, в результате высвечивания которых и возникает лазерное излучение. Эти атомы (ионы, молекулы) называют активными центрами. Они составляют относительно малую долю от всех атомов (молекул), образующих активную среду. Их количество в 1 см^3 активной среды составляет примерно 10^{15} ... 10^{17} в газообразных средах и 10^{19} ... 10^{20} в твердых и жидких средах.

Будем рассматривать только те уровни энергии активного центра, которые важны с точки зрения возникновения генерации в лазере. Прежде всего выделим два уровня, на переходе между которыми рождается лазерное излучение. Этот переход называют рабочим переходом, а соответствующие энергетические уровни — рабочими уровнями. Различают нижний и верхний рабочие уровни. Пусть $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ — разность энергий рабочих уровней; $v_{12} = \varepsilon_{12}/h$ есть частота рабочего перехода (частота излучения лазера). Обозначим через n_1 и n_2 число активных центров в единице объема активной среды, находящихся на нижнем и верхнем рабочих уровнях соответственно; эти величины называют заселенностями рабочих уровней.

Инвертированная активная среда; усиление светового пучка в такой среде. Как уже отмечалось, фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ может с равной вероятностью инициировать как переход $E_1 \rightarrow E_2$, так и переход $E_2 \rightarrow E_1$. Все дело в том, на каком энергетическом уровне находится взаимодействующий с фотоном активный центр. Если на нижнем рабочем уровне (E_1) находится больше активных центров, чем на верхнем уровне (E_2) , то будут преобладать процессы поглощения света. Если же, наоборот, на уровне E_1 находится меньше активных центров, чем на уровне E_2 , то будут преобладать процессы вынужденного испускания света.

В обычных условиях и, в частности, при термодинамическом равновесии, заселенности энергетических уровней уменьшаются по мере увеличения энергии уровней, т. е. $n_2 < n_1$. Поэтому обычно процессы поглощения света преобладают над процессами вынужденного испускания света.

Нам важно, чтобы, наоборот, преобладали процессы вынужденного испускания света. Следовательно, необходимо позаботиться о том, чтобы заселенность верхнего рабочего уровня оказалась выше заселенности нижнего уровня, т. е. чтобы выполнялось условие

$$n_2 > n_1,$$
 (1.15)

называемое *условием инверсии* (обращения) заселенностей рабочих уровней. Активную среду, для активных центров которой выполнено условие инверсии, называют *инвертированной* активной средой.

Предположим, что приготовлена инвертированная активная среда. Пусть в эту среду проходит направленный световой пучок, имеющий частоту v₁₂ и плотность потока S (см. рис. 1.8).

Рис. 1.8. Световой пучок может усиливаться, проходя через инвертировальную активную среду



Прежде всего поясним, что такое плотность светового потока S. Она измеряется энергией светового пучка, падающей на единицу площади в единицу времени; размерность S: $Дж/(M^2c) = BT/M^2$. Если обозначить через ρ плотность энергии светового поля (энергия в единице объема), то плотность светового потока можно представить, как произведение ρv , где v — скорость света в данной среде. Ранее была введена величина N — число фотонов в единице объема. Очевидно, что $\rho = \varepsilon N = hvN$, и, следовательно,

$$S = hvNv. \tag{1.16}$$

Заметим, что величины S, ρ , N рассматриваются для определенной частоты излучения. Ниже будем полагать, что эта частота равна частоте рабочего перехода $v_{12} = E_2 - E_1$.

Проходя через инвертированную активную среду, световой пучок может усиливаться вследствие преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения. Существенно, что усиливающие пучок фотоны рождаются в том же состоянии, в каком находятся фотоны исходного светового пучка, играющие роль первичных фотонов. Обозначим через W световую энергию, генерируемую на частоте v_{12} в единице объема активной среды в единицу времени (это есть плотность световой мощности). Нетрудно показать, что

$$W = (n_2 - n_1) BN h^2 v_{12}^2. \tag{1.17}$$

Действительно, за единицу времени в единице объема происходят $n_2 w_{\text{и.в}}$ вынужденных переходов $E_2 \rightarrow E_1$ и $n_1 w_{\pi}$ обратных переходов. При каждом переходе рождается (либо, напротив, уничтожается) фотон, имеющий энергию hv_{12} . Таким образом, $W = (n_2 w_{\text{и.в}} - n_1 w_{\pi}) hv_{12}$. Используя (1.12) и (1.13), получаем отсюда результат (1.17).

С учетом (1.16) перепишем (1.17) в виде

$$W = (Bh_{v_{12}}/v) (n_2 - n_1)S.$$
(1.18)

Величину

$$\sigma_{12} = Bh v_{12} / v \tag{1.19}$$

называют сечением вынужденных процессов в рабочем переходе. Это есть отношение вероятности процесса $BNhv_{12}$ к плотности потока фотонов Nv, которые инициировали рассматриваемый процесс. С учетом (1.19)

$$W = \sigma_{12} (n_2 - n_1) S.$$
 (1.20)

Методы создания инверсии. Чтобы создать инверсию, надо позаботиться либо о том, чтобы верхний рабочий уровень заселялся активными центрами интенсивнее, чем нижний, либо о том, чтобы нижний рабочий уровень очищался (освобождался) от активных центров интенсивнее, чем верхний. В обоих случаях должно быть обеспечено *преимущественное* заселение активными центрами верхнего рабочего уровня. Физические механизмы заселения (очищения) энергетических уровней достаточно многообразны. Поэтому существуют разные способы создания инвертированных активных сред или, как обычно говорят, разные способы накачки активной среды.

Прежде всего отметим оптическую накачку — преимущественное заселение верхнего рабочего уровня за счет световой энергии специальных излучателей (газоразрядных импульсных дамп, дамп непрерывного горения). Для газообразной активной среды часто применяют накачку с использованием самоподдерживающегося электрического разряда. Преимущественное заселение верхнего рабочего уровня происходит при этом в результате неупругих столкновений активных центров со свободными электронами, образующимися в плазме разряда. Существенную роль играет также резонансный обмен энергией при неупругих столкновениях активных центров со вспомогательными атомами и молекулами, специально вводимыми в активную среду. При химической накачке преимущественное заселение верхних рабочих уровней происходит в процессе экзотермических химических реакций в активной среде. Применяют также сильный нагрев активной среды с последующим быстрым ее охлаждением (тепловая накачка). Использование тех или иных способов накачки тесно связано с характером активной среды (см. гл. 2).

Принципиальные схемы уровней активных центров. В качестве активных центров используются различные атомы, ионы, молекулы. Они имеют свои (и подчас довольно сложные) структуры энергетических уровней. Однако все разнообразие этих структур можно фактически свести к нескольким весьма упрощенным схемам, которые, несмотря на простоту, правильно отражают принципиальную сторону дела, не учитывая различных не очень существенных деталей. Эти упрощенные схемы содержат всего три или четыре уровня (см. рис. 1.9). На рисунке использованы следующие обозначения: 0 — основной уровень, 1 — нижний рабочий уровень, 2 — верхний рабочий уровень, 3 — уровень возбуждения.



Рис. 1.9. Упрощенные принципиальные схемы уровней активного центра. Рабочий переход — переход 2—1

Вертикальная стрелка вверх означает возбуждение (накачку), вертикальная стрелка вниз — рабочий переход, косые стрелки — вспомогательные переходы.

Рассмотрим трехуровневую схему, показанную на рис. 1.9, а. Система накачки (это может быть, например, оптическая накачка) переводит активные центры на уровень возбуждения. В течение относительно малого времени (порядка 10^{-8} с) активные центры переходят с уровня возбуждения на верхний рабочий уровень, передавая избыток энергии, например, колебаниям кристаллической решетки (в твердотельной активной среде). На верхнем рабочем уровне активные центры как бы «застревают» (на время порядка 10^{-4} ... 10^{-2} с); в результате происходит накопление активных центров на этом уровне и возникает инверсия.

Нижний рабочий уровень в рассматриваемой схеме обозначен на рисунке двумя цифрами — 0 и 1. Тем самым показано, что этот уровень является одновременно и основным уровнем, и нижним рабочим уровнем. Такое «совместительство» имеет отрицательную сторону. Ведь нижний рабочий уровень должен иметь малую заселенность; в то же время основной уровень обычно заселен достаточно плотно. Чтобы создать инверсию в данной схеме уровней, надо «убрать» с основного уровня более половины всех активных центров.

В этом смысле более удобна трехуровневая схема, показанная на рис. 1.9, б. Здесь можно добиться того, чтобы нижний рабочий уровень всегда практически пустовал; попадающие на этот уровень активные центры могут относительно быстро переходить на основной уровень. Однако данная схема имеет свой (и притом довольно существенный) недостаток: один и тот же уровень является одновременно уровнем возбуждения и верхним рабочим уровнем. Как уровень возбуждения он должен был бы иметь заметную ширину, т. е. представлять собой, по сути дела, энергетическую полосу (чтобы эффективнее использовать энергию накачки). Как верхний рабочий уровень, он, напротив, должен быть очень узким (чтобы «время жизни» активных центров на данном уровне было достаточно большим). Указанные требования оказываются несовместимыми.

Поэтому оптимальной представляется *четырехуровневая* схема (см. рис. 1.9, *в*). Впрочем, в отличие от трехуровневых схем, в данной схеме больше вспомогательных переходов. А каждый лишний переход — это дополнительные потери энергии.

Таким образом, каждая из показанных на рисунке схем имеет свои недостатки и свои положительные стороны. Во всех схемах «время жизни» активных центров на верхнем рабочем уровне должно быть относительно большим; иначе не произойдет накопление центров на данном уровне, необходимое для создания инверсии. Такие уровни называют метастабильными.

Заметим, что двухуровневая схема принципиально непригодна. В такой схеме излучение накачки, с одной стороны, переводило бы активные центры с нижнего рабочего уровня (он же основной уровень) на верхний рабочий уровень (он же уровень возбуждения), а с другой стороны, инициировало бы обратные переходы с верхнего рабочего уровня на нижний. Иначе говоря, излучение накачки одновременно бы и заселяло, и очищало верхний рабочий уровень. Создание инверсии при этом оказывается принципиально невозможным. Вот почему во всех схемах частота рабочего перехода отличается от частоты перехода накачки.

§ 1.5. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ. ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР

От спонтанного испускания к лазерной генерации в инвертированной активной среде. Как было установлено, световой пучок, проходя через инвертированную активную среду, может усиливаться вследствие преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения света. Тем самым был фактически объяснен принцип работы квантового оптического усилителя. Теперь обратимся к лазеру.

В отличие от усилителя, в лазере нет первичного когерентного светового пучка, который инициировал бы наряду с процессами поглощения света также процессы вынужденного испускания. Чтобы понять, каким образом начинается (точнее говоря, зарождаетлазерная генерация, необходимо обратиться к процессам ся) спонтанного испускания света. Роль первичных фотонов, инициирующих вынужденное испускание новых фотонов и тем самым дающих начало процессу лазерной генерации, играют фотоны. случайно родившиеся при спонтанных переходах активных центров с верхнего рабочего уровня на нижний. Каждый спонтанно родившийся фотон может инициировать (в инвертированной активной среде) множество вынужденных переходов $E_2 \rightarrow E_1$ и, как следствие, может обусловить появление целой лавины вторичных фотонов, находящихся в том же состоянии, что и первичный «спонтанный» фотон.

Однако спонтанно рождающиеся фотоны испускаются активными центрами *независимым* образом в самых *разных* направлениях. Следовательно, в самых разных направлениях будут распространяться и лавины вторичных («вынужденных») фотонов, соответствующие различным спонтанным фотонам. Иначе говоря «разброс» спонтанных фотонов по различным состояниям должен приводить к соответствующему «разбросу» по состояниям и лавин, образованных «вынужденными» фотонами. Излучение, состоящее из таких фотонных лавин, очевидно, не обладает высокими когерентными свойствами.

Чтобы получить когерентное излучение, необходимо как-то упорядочить описанную картину. Для этого надо позаботиться об избирательности для фотонных состояний. Предположим, что каким-то образом для некоторых (относительно немногих) фотонных состояний созданы благоприятные условия для развития процессов вынужденного испускания, тогда как для остальных фотонных состояний, напротив, созданы неблагоприятные условия. Для краткости будем говорить, соответственно, о выделенных и невыделенных фотонных состояниях. Спонтанные фотоны, случайно родившиеся в выделенных состояниях, инициируют появление в этих состояниях большого числа вторичных фотонов в результате вынужденных переходов активных центров. Те же фотоны, которые случайно родились в невыделенных состояниях, сравнительно скоро «выходят из игры», не приводя к появлению в этих состояниях сколько-нибудь значительного количества вторичных фотонов.

Поток вторичных фотонов в выделенных состояниях, очевидно, и есть лазерное излучение. Чем меньше число выделенных фотонных состояний, чем лучше они «выделены», тем жестче реализуется избирательность и, следовательно, тем выше степень когерентности излучения, генерируемого лазером. Если бы удалось выделить всего лишь одно фотонное состояние, то генерировалась бы идеально когерентная световая волна — плоская монохроматическая волна с определенной поляризацией.

Оптический резонатор. Выделение одних фотонных состояний и подавление остальных состояний осуществляется на практике при помощи оптического резонатора — принципиально важного элемента лазера. В простейшем случае оптический резонатор представляет собой пару зеркал на общей оптической оси, которая фиксирует в пространстве направление лазерного луча. Между зеркалами оптического резонатора помещается активный элемент. Твердотельные активные элементы имеют чаще всего форму ци-



Рис. 1.10. Оптический резонатор выделяет в пространстве направление лазерной генерации (ось резонатора 00) и создает наиболее благоприятные условия для развития процессов вынужденного испускания именно для данного направления

линдрического тела, ось которого совпадает с оптической осью резонатора; длина цилиндра примерно на порядок больше его диаметра. По крайней мере, одно из зеркал оптического резонатора обладает некоторой прозрачностью. Через это зеркало (его называют выходным зеркалом) из резонатора лазера выходит излучение.

Простейший оптический резонатор (вместе с активным элементом) показан на рис. 1.10. Спонтанные фотоны, случайно родившиеся в направлении оси ОО или достаточно близком к нему, будут проходить внутри активного элемента относительно большой путь, который, к тому же, существенно увеличивается из-за многократных отражений излучения от зеркал резонатора. Взаимодействуя с возбужденными активными центрами, эти фотоны инициируют в конечном счете мощную лавину вынужденно испущенных фотонов, которая и образует лазерный луч. Что же касается тех спонтанных фотонов, которые случайно родились в иных направлениях, то они (и соответствующие лавины вторичных фотонов) пройдут в активном элементе относительно короткий путь и быстро «выйдут из игры». Это хорошо видно на рис. 1.10.

Итак, оптический резонатор обеспечивает избирательность для фотонных состояний прежде всего с точки зрения направления движения фотонов. Он выделяет в пространстве определенное направление, вдоль которого и реализуется лазерная генерация.

Оптический резонатор обеспечивает избирательность и по другим характеристикам излучения. Конечно, избирательность по энергиям фотонов обеспечена подбором активных центров с соответствующей им системой энергетических уровней. Однако в действительности система уровней активных центров существенно сложнее, чем показанные на рис. 1.9 схемы. Реальные активные центры могут иметь не один, а несколько рабочих переходов. Чтобы исключить лишние переходы, можно, например, использовать в резонаторе зеркала, коэффициент отражения которых изменяется с частотой излучения. Такие зеркала обеспечат необходимую избирательность по энергии фотонных состояний.

Таким образом, оптический резонатор выполняет принципиально важную роль. Бурно развивающиеся в инвертированной активной среде процессы вынужденного испускания (инициированные спонтанно родившимися фотонами) резонатор как бы упорядочивает, направляет в «нужное русло» и в итоге формирует лазерное излучение с высокими когерентными свойствами.

Забегая вперед, заметим, что резонатор формирует излучение не просто с высокими когерентными свойствами, но и с определенной структурой светового поля. Это означает, что резонатор осуществляет также управление лазерным излучением.

Добротность оптического резонатора. Остановимся на некоторых характеристиках оптического резонатора. Важнейшей характеристикой является добротность.

Пусть U(t) — энергия поля излучения (на частоте рабочего перехода), имеющаяся внутри резонатора в некоторый момент вре-

мени t. Вообразим, что активные центры перестали действовать (как если бы они вдруг исчезли), т. е. рассматриваемый резонатор стал, как принято говорить, пассивным. В этом случае энергия поля излучения U внутри резонатора будет с течением времени уменьшаться из-за различного рода потерь. Обозначим через ΔU изменение энергии поля за промежуток времени от t до $t + \Delta t$. Изменение ΔU пропорционально длительности промежутка Δt и энергии, имевшейся в резонаторе в момент t:

$$\Delta U = -U(t) \Delta t / \tau_{\rm p}. \tag{1.21}$$

Знак минус означает, что U изменяется в сторону уменьшения ($\Delta U < 0$). Можно показать, что из (1.21) следует экспоненциальный закон затухания энергии поля со временем:

$$U(t) = U(0) e^{-t/\tau_{\rm p}}.$$
 (1.22)

Параметр $1/\tau_p$ характеризует скорость уменьшения энергии поля излучения в пассивном резонаторе. За время, равное τ_p , эта энергия уменьшается в е раз (см. рис. 1.11); е=2,71828 ... (число е— основание натуральных логарифмов).

Безразмерную величину

$$Q = 2\pi v \tau_p \tag{1.23}$$

(v — частота излучения) называют добротностью резонатора. Чем медленнее затухает энергия поля излучения в резонаторе (чем меньше потери в резонаторе), тем меньше $1/\tau_p$ и тем, следовательно, выше добротность резонатора.



Рис. 1.11. Экспоненциальное затухание со временем энергии поля излучения, находящегося внутри пассивного резонатора

Потери внутри резонатора. Распространяясь по пассивному резонатору, световой пучок постепенно ослабляется с расстоянием из-за различных потерь, например, вследствие поглощения света в среде, находящейся внутри резонатора, или рассеяния части излучения через боковую поверхность. Можно показать, что плотность светового потока уменьшается при этом по экспоненциальному закону:

$$S(z) = S(0) e^{-\eta z}$$
(1.24)

(ось z совпадает с оптической осью резонатора; световой поток распространяется вдоль оси z). Коэффициент η называют коэффициентом потерь; он имеет размерность, обратную размерности длины.

Нетрудно установить связь между η и τ_p . За время τ_p световой поток проходит путь $\tau_p v$. За это же время энергия поля внутри

резонатора уменьшается, согласно (1.22), в е раз. Естественно принять, что при этом и плотность светового потока уменьшается в е раз. Но согласно (1.24) она уменьшается в е раз на пути длиной 1/η. Следовательно,

$$\tau_{\rm p} v = 1/\eta. \tag{1.25}$$

Используя (1.23) и (1.25), а также (1.1), получаем

$$1/Q = \lambda \eta / 2\pi. \tag{1.26}$$

Будем различать разные типы потерь (например, поглощение и рассеяние через боковую поверхность), связывая с каждым типом свой коэффициент потерь η_i и свою добротность Q_i (индекс i фиксирует *i*-й тип потерь):

$$1/Q_i = \lambda \eta_i / 2\pi.$$
 (1.27)

Если потери разных типов можно рассматривать независимо друг от друга, то в этом случае результирующее изменение энергии поля в пассивном резонаторе есть сумма изменений, отвечающих

разным типам потерь: $\Delta U = \Sigma \Delta U_i$. Отсюда видно, что $\frac{1}{\tau_p} = \sum_i \frac{1}{\tau_{p,i}}$

и, следовательно,

$$\eta = \sum_{i} \eta_{i}; \quad \frac{1}{Q} = \sum_{i} \frac{1}{Q_{i}}.$$
 (1.28)

Итак, при учете различных типов потерь складываются соответствующие этим типам коэффициенты потерь. Это эквивалентно сложению обратных величин добротностей, отвечающих разным типам потерь.

Излучательные потери. Часть энергии поля излучения покидает резонатор через выходное зеркало — в виде того самого лазерного излучения, ради получения которого и создается лазер. Для лазера выходное излучение представляет собой еще один тип потерь; их называют излучательными потерями.

Оказывается (не будем этого показывать), что излучательные потери можно учесть в (1.28) как дополнительный тип потерь. Отвечающий этим потерям коэффициент $\eta_{изл}$ имеет вид:

$$\eta_{\mu_{3,\pi}} = \ln(1/R)/2L, \qquad (1.29)$$

где L — длина резонатора (см. рис. 1.12); R — коэффициент отражения выходного зеркала (отношение световой мощности, отраженной зеркалом, к световой мощности, падающей на зеркало); ln — логарифм по основанию е.

Дифракционные потери. Следует особо выделить потери, обусловленные тем, что апертуры (поперечные размеры) зеркал, как и всех элементов резонатора, имеют конечные размеры. При падении светового пучка на зеркало с конечной апертурой неизбежна потеря части энергии пучка из-за дифракции на крае зеркала. Световой пучок может быть «нацелен» на центр зеркала; однако вследствие волновых свойств света часть энергии пучка будет как бы «обтекать» зеркало и выходить за его края. В результате часть энергии светового пучка будет выходить из резонатора, приводя тем самым к дополнительным потерям. Их называют дифракционными потерями.

Дифракционные потери возрастают с уменьшением диаметра зеркала, увеличением длины волны излучения и длины резонатора. Условие малости дифракционных потерь записывают в виде

$$a^2/4\lambda L \gg 1 \tag{1.30}$$

(а — диаметр зеркала). Безразмерный параметр

$$N_{\Phi} = a^2 / 4\lambda L \tag{1.31}$$

называют числом Френеля.

Заметим, что число Френеля — не единственный критерий оценки дифракционных потерь. Надо учитывать также геометрию резонатора, определяемую длиной резонатора и радиусами кривизны его зеркал (в лазерных резонаторах применяют обычно не плоские, а сферические зеркала). Два резонатора с одним и тем же числом Френеля могут характеризоваться разными дифракционными потерями — в зависимости от геометрии резонаторов. На рис. 1.12 показан резонатор, образованный двумя сферическими



Рис. 1.12. Резонатор, образованный двумя вогнутыми сферическими зеркалами, имеющими разные радиусы кривизны и разные апертуры

зеркалами. Для общности зеркала имеют разные апертуры (a_1, a_2) и разные радиусы кривизны (r_1, r_2) . Резонатор характеризуется тремя основными параметрами:

$$N_{\Phi} = a_1 a_2 / 4\lambda L;$$

$$G_1 = \frac{a_1}{a_2} \left(1 - \frac{L}{r_1} \right); \quad G_2 = \frac{a_2}{a_1} \left(1 - \frac{L}{r_2} \right).$$
(1.32)

Два резонатора имеют одинаковые дифракционные потери тогда, когда у них одинаковы каждый из указанных параметров. Такие резонаторы называют эквивалентными.

§ 1.6. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЛАЗЕРЕ

Функциональная схема лазера представлена на рис. 1.13. Коэффициент усиления. Рассмотрим ряд важных характеристик лазера, ограничиваясь для простоты случаем непрерывной генерации (когда процесс генерации стационарен во времени).

Одной из таких характеристик является коэффициент усиления. Рассмотрим плотность светового потока (на частоте рабочего пере-

хода), распространяющегося вдоль оси z в инвертированной активной среде. Выделим слой среды толщиной Δz (от точки z до $z+\Delta z$). В слой входит поток плотностью S(z), а выходит поток плотностью S(z), а соти свето-

Рис. 1.13. Функциональная схема лазера: 43 — активный элемент; СН — система накачки (система возбуждения активных центров); ОЗ полностью отражающее зеркало резонатора; ВЗ выходное зеркало резонатора; Д — дополнительные элементы, вводимые внутрь резонатора



вого потока ΔS пропорционально входной плотности потока S(z) и толщине усиливающего слоя Δz :

$$\Delta S = \varkappa S(z) \Delta z. \tag{1.33}$$

Параметр и называют коэффициентом усиления; он имеет размерность, обратную размерности длины.

В то же время приращение плотности потока ΔS , помноженное на площадь сечения пучка *s*, есть световая мощность, генерируемая в объеме $s\Delta z$ (за счет преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения на рабочем переходе). Таким образом,

$$\Delta Ss = W(z) s \Delta z \tag{1.34}$$

(W — световая мощность, генерируемая в единице объема активной среды). Сравнивая (1.33) и (1.34), получаем

$$W(z) = \varkappa S(z). \tag{1.35}$$

Наконец, сравнивая (1.35) с (1.20), находим

$$\varkappa = \sigma_{12} (n_2 - n_1).$$
 (1.36)

Заметим, что в используемых соотношениях подчеркивается зависимость функций от продольной пространственной координаты z; что же касается того факта, что W и S рассматриваются для частоты рабочего перехода v_{12} , то это здесь и в дальнейшем будет подразумеваться.



Рис. 1.14. Усиление светового потока в тонком слое инвертированной активной среды

Существенно, что разность $n_2 - n_1$ не является постоянной величиной. По мере возрастания S вынужденные перехода $E_2 \rightarrow E_1$ и $E_1 \rightarrow E_2$ учащаются и происходит постепенное выравнивание

заселенностей верхнего и нижнего рабочих уровней. Таким образом, разность $n_2 - n_1$ уменьшается по мере увеличения S. Можно показать, что

$$n_2 - n_1 = \frac{n_{20} - n_{10}}{1 + (\alpha/v) S}, \qquad (1.37)$$

где n_{10} и n_{20} — начальные заселенности рабочих уровней (при S=0), α — характеристика рабочего перехода, называемая *пара*метром нелинейности. Вводя обозначение $\varkappa_0 = \varpi_{12}(n_{20} - n_{10})$ (так называемый начальный коэффициент усиления), перепишем (1.36) с учетом (1.37) в следующем виде:

$$\varkappa = \frac{\varkappa_0}{1 + (\alpha/v) S(z)} . \tag{1.38}$$

Примечание. Во избежание возможной путаницы подчеркнем, что надо различать поглощение излучения на рабочем переходе в активных центрах и поглощение излучения прочими атомами и молекулами, находящимися внутри резонатора. Первое поглощение всегда рассматривают вместе с процессами вынужденного испускания; вместе с этими процессами оно учитывается в коэффициенте усиления х. Второе поглощение относится к разряду потерь; оно учитывается в соответствующем коэффициенте потерь **п**.

Выражения (1.33) и (1.34) записаны в предположении, что в активной среде нет потерь (а есть голько вынужденное испускание и поглощение на рабочем переходе в активных центрах). В противном случае вместо (1.33) следовало бы использовать соотношение

$$\Delta S = (\varkappa - \eta) S(z) \Delta z. \tag{1.39}$$

Здесь хорошо видно, что для усиления излучения в среде необходимо выполнение двух условий. Во-первых, надо, чтобы процессы вынужденного испускания преобладали над процессами поглощения на рабочем переходе в активных центрах (в этом случае $\kappa > 0$). Во-вторых, надо, чтобы коэффициент усиления был больше коэффициента потерь ($\kappa > \eta$).

При учете потерь в активной среде вместо (1.34) следовало бы использовать соотношение

$$\Delta S = [W(z) - W_1(z)] \Delta z, \qquad (1.40)$$

где $W_1(z)$ — плотность мощности, теряемая за счет потерь. Учитывая, что $W_1(z) = \eta S(z)$, можно переписать (1.40):

$$\Delta S = [W(z) - \eta S(z)] \Delta z.$$
(1.41)

Сравнивая (1.39) и (1.41), получаем все тот же результат (1.35).

Мощность генерации; условие возникновения генерации. Используя (1.35) и (1.38), можно исключить S и выразить плотность мощности W только через коэффициент усиления:

$$W(z) = (v/\alpha) (\varkappa_0 - \varkappa). \qquad (1.42)$$

Пусть V — объем активной среды, заполненный излучением. Генерируемую в этом объеме световую мощность можно представить согласно (1.42) в следующем виде:

$$W' = (v/\alpha) V(\varkappa_0 - \langle \varkappa \rangle), \qquad (1.43)$$

где <и> — коэффициент усиления, усредненный по длине активного элемента.

После завершения полного обхода резонатора, например от левого зеркала к правому и обратно, плотность светового потока принимает исходное значение. Отсюда следует (не будем приводить доказательства), что усредненный коэффициент усиления должен быть равен суммарному коэфициенту потерь:

$$\langle \varkappa \rangle = \eta + \eta_{\mu_{3,\Pi}}$$
 (1.44)

(излучательные потери выделены здесь в виде отдельного слагаемого). Используя (1.44), перепишем (1.43):

$$W' = (v/\alpha) V[\varkappa_0 - (\eta + \eta_{\text{M3J}})]. \qquad (1.45)$$

Очевидно, что не вся световая мощность, генерируемая в активном элементе, выводится через выходное зеркало резонатора. Потери приводят к тому, что часть генерируемой мощности утрачивается. Доля световой мощности, выводимой из резонатора в виде лазерного излучения, равна $\eta_{изл}/(\eta + \eta_{изл})$. Таким образом,

$$W_{\rm BMX} = W' \eta_{\rm M3M} / (\eta + \eta_{\rm M3M}). \tag{1.46}$$

Подставляя сюда (1.45), получаем следующее выражение для световой мощности, выводимой через выходное зеркало резонатора (для мощности генерации):

$$W_{\text{Bbix}} = \frac{v}{\alpha} V[\varkappa_0 - (\eta + \eta_{\text{M3}\pi})] \frac{\eta_{\text{M3}\pi}}{\eta + \eta_{\text{M3}\pi}}. \qquad (1.47)$$

Из полученных соотношений легко усматривается условие вознижновения генерации в лазере:

$$\kappa_0 > (\eta + \eta_{\mu_{3,\Pi}}).$$
 (1.48)

Для возникновения генерации надо, чтобы начальный коэффициент усиления оказался больше суммарного коэффициента потерь.

Оптимальное значение коэффициента излучательных потерь. Подбирая то или иное значение коэффициента отражения R выходного зеркала резонатора, можно регулировать коэффициент излучательных потерь пизл [см. (1.29)]. Желая снизить потери и тем самым улучшить условия для развития генерации, можно попробовать уменьшать _{пизл} за счет увеличения R. Добротность резонатора увеличится, однако при этом ухудшатся условия вывода излучения через выходное зеркало [уменьшится отношение $\eta_{\mu_{3,n}}/(\eta + \eta_{\mu_{3,n}})$]. В результате мощность \tilde{W}_{Bblx} снизится. Если же, стремясь улучшить условия вывода излучения через выходное зеркало, увеличивать _{пизл} (за счет уменьшения R), то будут ухудшаться условия для развития генерации вследствие возрастания потерь. При уменьшении пизл увеличивается множитель W' в (1.46), но зато уменьшается множитель $\eta_{изл}/(\eta + \eta_{изл})$. При увеличении $\eta_{\mu_{3,\eta}}$, напротив, растет множитель $\eta_{\mu_{3,\eta}}/(\eta + \eta_{\mu_{3,\eta}})$, но зато уменьшается множитель *W*'.

Отсюда следует, что должно существовать оптимальное значение коэффициента излучательных потерь ($\eta^{\text{опт}}_{\text{изл}}$), при котором мощность $W_{\text{вых}}$ принимает наибольшее значение. В этом легко

убедиться, построив график зависимости $W_{\text{вых}}$ от $\eta_{\text{изл}}$ в соответствии с (1.47). Максимум функции $W_{\text{вых}}(\eta_{\text{изл}})$ достигается при

$$\eta_{\mu_{3,\pi}}^{\text{ont}} = \sqrt{\varkappa_0 \eta} - \eta; \qquad (1.49)$$

при этом

$$W_{\text{BMX}}^{\text{max}} = \frac{\sigma}{\alpha} V \left(\sqrt{\varkappa_0} - \sqrt{\eta} \right)^2$$
(1.50)

(см. рис. 1.15). Используя (1.29), получаем из (1.49) выражение для оптимального коэффициента отражения выходного зеркала

$$R_{\text{OHT}} = e^{-2L(\sqrt{\kappa_0 \eta} - \eta)}.$$
(1.51)

Забегая вперед, заметим, что при достаточно высоких коэффициентах усиления, какими характеризуются, например, неодимовые лазеры с импульсной накачкой, $R_{\text{опт}}$ может быть относительно малым (10 ... 20%). Для гелий-неонового лазера, где коэффициент усиления мал, $R_{\text{опт}}$ достигает 99%.





Рис. 1.15. Зависимость мощности генерации от излучательных потерь, определяемых коэффициентом отражения выходного зеркала резонатора



Линия усиления. До сих пор мы имели дело с идеальными энергетическими уровнями. В действительности, однако, каждому уровню энергии соответствует не какое-то строго определенное значение энергии, а некоторый интервал значений, в связи с чем говорят о «размытии» («уширении») уровня, о «ширине» уровня; само понятие «уровень» приобретает при этом некоторую условность. Отсюда следует, что, строго говоря, надо рассматривать не какую-то определенную частоту рабочего перехода, а некоторый интервал частот, соответствующий данному переходу.

Являющиеся характеристиками перехода коэффициенты Эйнштейна A и B рассматривались ранее как некие *числа*. В действительности же они являются *функциями* частоты излучения, рассматриваемыми на интервале частот, отвечающем данному переходу. Отсюда следует, в частности, что и сечение σ , и начальный коэффициент усиления \varkappa_0 также являются не числами, а *функциями частоты*. Характерный вид функции $\kappa_0(v)$ показан на рис. 1.16. Эта функция задается выражением

$$\kappa_0(v) = \text{const} \, \frac{v\Delta_0}{(v - v_0)^2 + \Delta^2_0} \,, \tag{1.52}$$

где v_0 — центральная частота перехода (ей соответствует максимум функции); Δ_0 — полуширина функции на половине ее высоты. На рисунке проведена горизонтальная прямая AA, фиксирующая уровень потерь. Часть кривой $\varkappa_0(v)$, оказывающаяся над прямой AA, определяет так называемую линию усиления (на рисунке она заштрихована). В соответствии с (1.48) необходимо рассматривать в генерирующем лазере именно линию усиления. Величина Δv называется шириной линии усиления. Для неодимовых лазеров $\Delta v \approx 10^{10}$ Гц и, следовательно, $\Delta v/v_0 \approx 0,005$ %. Для лазеров на органических красителях $\Delta v/v_0$ достигает нескольких процентов ($\Delta v = 10^{12} \dots 10^{13}$ Гц).

Резонансные частоты. Оптический резонатор выделяет в пределах ширины линии усиления набор *резонансных частот*. Полагая приближенно, что поле излучения внутри резонатора описывается плоскими волнами, распространяющимися строго вдоль оси резонатора, запишем условие резонанса:

$$L = q\lambda_q/2, \tag{1.53}$$

тде q — целые положительные числа $(q \gg 1)$; L — длина резонатора; λ_q — резонансные длины волн. Условие (1.53) означает, что на длине резонатора укладывается целое число полуволн. С учетом (1.1) и (1.2) получаем из (1.53) выражение для резонансных частот:

$$v_q = qc/2Ln, \tag{1.54}$$

где *n* — показатель преломления среды, заполняющей резонатор. Согласно (1.54), спектр резонансных частот эквидистантен: разность между соседними частотами постоянна. Она равна

$$\Delta \mathbf{v}' = c/2Ln. \tag{1.55}$$

Выделяя набор резонансных частот, резонатор может преобразовать линию усиления, показанную на рисунке 1.16, в совокупность относительно узких линий — так называемых спектральных линий резонатора (рис. 1.17). Максимумы этих линий соответствуют резонансным частотам. Ширина отдельной такой линии (Δv_p) определяется потерями в резонаторе. Можно принять, что $\Delta v_p \approx \approx 1/\tau_p$ или, с учетом (1.23),

$$\Delta v_{\rm p} \approx 2\pi v_0/Q$$
,

где Q — добротность резонатора. При относительно высоких потерях и в неоднородных средах наблюдается взаимное перекрывание спектральных линий резонатора.

Моды (типы колебаний) оптического резонатора. Мы убедились, что резонатор лазера существенно влияет на выходную мощность излучения, а также на его спектральные характеристики. В действительности влияние резонатора на свойства лазерного излучения является еще более значительным и принципиальным. Резонатор формирует определенные состояния поля излучения; их называют модами (типами колебаний) резонатора.

Отдельная мода обозначается так: TEM_{mnq} , где m, n — noneречные индексы моды, а q — продольный индекс; это то самое число q, которое фигурирует в соотношениях (1.53) и (1.54). Каждая мода характеризуется определенной пространственной структурой поля — определенным распределением амплитуды и фазы поля в перпендикулярной к оси резонатора плоскости, в частности, на поверхности зеркал резонатора. Специфику этой структуры фиксируют поперечные индексы моды m и n.



Рис. 1.17. Оптический резонатор превращает линию усиления в набор спектральных линий резонатора



Рис. 1.18. Структура светового пятна, наблюдаемого на поверхности круглого зеркала резонатора для нескольких различных поперечных мод

Конкретному сочетанию индексов *m* и *n* соответствует ряд мод с разными значениями индекса *q*; это *продольные моды* (их называют также *аксиальными модами*). В спектре генерации каждой из них отвечает своя спектральная линия резонатора. Например, на рис. 1.17 представлены 7 продольных мод; мода, соответствующая частоте v₀, есть центральная продольная мода.

Совокупность продольных мод с данным сочетанием индексов *т* и *п* объединяют под названием *поперечной моды*. Поперечная мода обозначается как TEM_{mn} . Каждый тип поперечной моды имеет определенную структуру светового пятна на зеркале резонатора. На рис. 1.18 показана структура наблюдаемого на круглом зеркале светового пятна для нескольких наиболее простых (низших) поперечных мод. Видно, что чем меньше значения поперечных индексов, тем сильнее сконцентрировано поле моды вблизи центра зеркала.

Поперечную моду ТЕМ₀₀ называют *основной модой*. Для нее характерна наиболее простая структура светового пятна.

Наблюдаемая в реальных условиях структура светового пятна часто представляет собой суперпозицию нескольких поперечных

мод (*многомодовый* режим генерации). Спектр генерируемого излучения содержит обычно несколько спектральных линий (*много*частотный режим генерации).

§ 1.7. К ИСТОРИИ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРА

Первые шаги на пути к лазеру. Слово «лазер» составлено из начальных букв в английском словосочетании Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, что в переводе на русский язык означает: усиление света посредством вынужденного испускания. Таким образом, в самом термине лазер отражена та фундаментальная роль процессов вынужденного испускания, которую они играют в генераторах и усилителях когерентного света. Поэтому историю создания лазера следует начинать с 1917 г., когда Альберт Эйнштейн впервые ввел представление о вынужденном испускании.

Это был первый шаг на пути к лазеру. Следующий шаг сделал советский физик В. А. Фабрикант, указавший в 1939 г. на возможность использования вынужденного испускания для усиления электромагнитного излучения при его прохождении через вещество. Идея, высказанная В. А. Фабрикантом, предполагала использование микросистем с инверсной заселенностью уровней. Позднее, после окончания Великой Отечественной войны В. А. Фабрикант вернулся к этой идее и на основе своих исследований подал в 1951 г. (вместе с М. М. Вудынским и Ф. А. Бутаевой) заявку на изобретение способа усиления излучения при помощи вынужденного испускания. На эту заявку было выдано свидетельство, в котором под рубрикой «Предмет изобретения» записано: «Способ усиления электромагнитных излучений (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазонов волн), отличающийся тем, что усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем создают избыточную по сравнению с равновесной концентрацию атомов. других частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям».

Создание мазера. Первоначально этот способ усиления излучения оказался реализованным в радиодиапазоне, а точнее в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ диапазоне). В мае 1952 г. на Общесоюзной конференции по радиоспектроскопии советские физики (ныне академики) Н. Г. Басов и А. М. Прохоров сделали доклад о принципиальной возможности создания усилителя излучения в СВЧ диапазоне. Они назвали его «молекулярным генератором» (предполагалось использовать пучок молекул аммиака). Практически одновременно предложение об использовании вынужденного испускания для усиления и генерирования миллиметровых волн было высказано в Колумбийском университете в США американским физиком Ч. Таунсом.

В 1954 г. молекулярный генератор, названный вскоре *мазером,* стал реальностью. Он был разработан и создан независимо и од-

новременно в двух точках земного шара — в Физическом институте имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР (группой под руководством Н. Г. Басова и А. М. Прохорова) и в Колумбийском университете в США (группой под руководством Ч. Таунса).

Впоследствии от термина «мазер» и произошел термин «лазер» в результате замены буквы «М» (начальная буква слова Microwave — микроволновой) буквой «L» (начальная буква слова Light *свет*). В основе работы как мазера, так и лазера лежит один и тот же принцип — принцип, сформулированный в 1951 г. В. А. Фабрикантом. Появление мазера означало, что родилось новое направление в науке и технике. Вначале его назвали квантовой радиофизикой, а позднее стали называть квантовой электроникой.

Шесть лет напряженных исследований. Спустя десять лет после создания мазера, в 1964 г. на церемонии, посвященной вручению Нобелевской премии, академик А. М. Прохоров сказал: «Казалось бы, что после создания мазеров в радиодиапазоне вскоре будут созданы квантовые генераторы в оптическом диапазоне. Однако этого не случилось. Они были созданы только через пятьшесть лет. Чем это объясняется? Здесь были две трудности. Первая трудность заключалась в том, что тогда не были предложены резонаторы для оптического диапазона длин волн, и вторая — не были предложены конкретные системы и методы получения инверсной заселенности в оптическом диапазоне».

Упомянутые А. М. Прохоровым шесть лет действительно были заполнены теми исследованиями, которые позволили в конечном счете перейти от мазера к лазеру. В 1955 г. Н. Г. Басов и А. М. Π рохоров обосновали применение метода оптической накачки для создания инверсной заселенности уровней. В 1957 г. Н. Г. Басов использования полупроводников для создания выдвинул идею квантовых генераторов; при этом он предложил использовать в качестве резонатора специально обработанные поверхности самого образца. В том же 1957 г. В. А. Фабрикант и Ф. А. Бутаева наблюдали эффект оптического квантового усиления в опытах с электрическим разрядом в смеси паров ртути и небольших количеств водорода и гелия. В 1958 г. А. М. Прохоров и независимо от него американские физики А. Шавлов и Ч. Таунс теоретически обосновали возможность применения явления вынужденного испускания в оптическом диапазоне; они (а также американец Р. Дикке) выдвинули идею применения в оптическом диапазоне не объемных (как в СВЧ диапазоне), а открытых резонаторов. Заметим, что конструктивно открытый резонатор отличается от объемного тем, что убраны боковые проводящие стенки (сохранены торцовые отражатели, фиксирующие в пространстве ось резонатора) и линейные размеры резонатора выбраны большими по сравнению с длиной волны излучения.

В 1959 г. вышла в свет работа Н. Г. Басова, Б. М. Вула, Ю. М. Попова с теоретическим обоснованием идеи полупроводниковых квантовых генераторов и анализом условий их создания. Наконец, в 1960 г. появилась обстоятельная статья Н. Г. Басова, О. Н. Крохина, Ю. М. Попова, в которой были всесторонне рассмотрены принципы создания и теория квантовых генераторов и усилителей в инфракрасном и видимом диапазонах. В конце статьи авторы писали: «Отсутствие принципиальных ограничений позволяет надеяться на то, что в ближайшее время будут созданы генераторы и усилители в инфракрасном и оптическом диапазонах волн».

Первые лазеры. Таким образом, интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в СССР и США вплотную подвели ученых в самом конце 50-х годов к созданию лазера. Успех выпал на долю американского физика Т. Меймана. В 1960 г. в двух чаучных журналах появилось его сообщение о том, что ему удалось получить на рубине генерацию излучения в оптическом диапазоне. Так мир узнал о рождении первого «оптического мазера» — лазера на рубине. Первый образец лазера выглядел достаточно скромно: маленький рубиновый кубик $(1 \times 1 \times 1 \text{ см})$, две противоположные грани которого имели серебряное покрытие (эти грани играли роль зеркал резонатора), периодически облучался зеленым светом от лампы-вспышки высокой мощности, которая змеей охватывала рубиновый кубик. Генерируемое излучение в виде красных световых импульсов испускалось через небольшое отверстие в одной из посеребренных граней кубика.

В том же 1960 г. американским физикам А. Джавану, В. Беннету, Д. Эрриоту удалось получить генерацию оптического излучения в электрическом разряде в смеси гелия и неона. Так родился первый газовый лазер, появление которого было фактически подготовлено экспериментальными исследованиями В. А. Фабриканта и Ф. А. Бутаевой, выполненными в 1957 г.

Начиная с 1961 г., лазеры разных типов (твердотельные и газовые) занимают прочное место в оптических лабораториях. Осваиваются новые активные среды, разрабатывается и совершенствуется технология изготовления лазеров. В 1962—1963 гг. в СССР и США одновременно создаются первые полупроводниковые лазеры.

Так начался новый, «лазерный» период оптики.

Глава вторая

типы лазеров

§ 2.1. ТИПЫ ЛАЗЕРОВ И СПОСОБЫ НАКАЧКИ (ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ)

В таблице на рис. 2.1 перечислены типы лазеров, активные среды и применяемые способы накачки. Классификация лазеров производится с учетом как типа активной среды, так и способа ее возбуждения (способа накачки). В данной главе рассмотрим различные типы лазеров и соответствующие способы накачки; для каждого типа приведем конкретные примеры. Попутно разъясним показанную на рис. 2.1 систему взаимосвязей между разными способами накачки (поначалу эта система взаимосвязей может показаться довольно сложной). По-



Рис. 2.1. Классификация лазеров

сле того, как данная глава будет прочитана, рекомендуем вернуться к этому рисунку и еще раз внимательно рассмотреть его.

Из указанных на рисунке способов накачки следует, прежде всего, выделить два способа — оптическую накачку и накачку с использованием самостоятельного электрического разряда. Оптическая накачка имеет универсальный характер. Она применяется для возбуждения самых различных активных сред — диэлектрических кристаллов, стекол, полупроводников, жидкостей, газовых

смесей. Оптическое возбуждение может использоваться также как составной элемент некоторых других способов накачки (например, электроионизационного и химического). Накачка с использованием самостоятельного электрического разряда применяется в разреженных газообразных активных средах — при давлениях 1 ... 10 мм рт. ст. Соответствующие типы лазеров (на атомных переходах. ионные, молекулярные) объединяют общим термином газоразрядные лазеры. Наряду с твердотельными, жидкостными и полупроводниковыми, газоразрядные лазеры широко применяются в самых различных областях науки и техники.

Рассматривая способы накачки, надо иметь в виду, что один и тот же способ может допускать, в свою очередь, два вида накачки — импульсную и непрерывную. Так, для оптической накачки используют как газоразрядные импульсные лампы, так и лампы непрерывного горения. При накачке с использованием электрического разряда применяют как импульсные разряды, так и стационарные (квазистационарные). При импульсной накачке энергия возбуждения поступает в активный элемент порциями, импульсами, а при непрерывной накачке — непрерывно, стабильно.

Импульсная накачка обладает рядом преимуществ по сравнению с непрерывной. При импульсной накачке, когда инверсия реализуется лишь в течение некоторых промежутков времени, может оказаться несущественным требование быстрого очищения нижнего рабочего уровня. Предположим, что при включении светового импульса накачки скорость, с какой заселяется верхний рабочий уровень, оказывается выше скорости заселения нижнего рабочего уровня. В этом случае лазер может работать за счет инверсии, возникающей в начале импульса возбуждения. Подобная ситуация показана на рис. 2.2. Из рисунка видно, что инверсия реализуется в начале импульса возбуждения — в течение промежутка времени t_1 . Ясно, что в данном случае скорость очищения нижнего рабочего уровня несущественна.

Рис. 2.2. Возникновение инверсии в начале импульса возбуждения: 1— заселенность нижнего рабочего уровня; 2 — заселенность верхнего рабочего уровня; 3 — импульс возбуждения



Приведенный пример поясняет, почему при использовании импульсной накачки возможно получение генерации в большем числе активных сред и на большем числе переходов в данной среде. нежели при непрерывной накачке. Говоря о преимуществах импульсной накачки, надо отметить и тот факт, что ее дегче реализовать с технической точки зрения. Непрерывный и притом достаточно стабильный подвод энергии возбуждения к активной среде, как правило, технически сложнее импульсного. Кроме того, при 9*
импульсной накачке обычно отпадает необходимость в принудительном охлаждении нагревающегося активного элемента.

Импульсная накачка позволяет реализовать различные импульсные режимы генерации — когда лазерное излучение формируется в виде одиночных световых импульсов или в виде последовательности импульсов. При этом удается осуществлять исключительно сильную концентрацию во времени и пространстве излучаемой световой энергии. Так, например, реализованы режимы генерации мощных сверхкоротких световых импульсов, имеющих длительность 10⁻¹¹ ... 10⁻¹² с и мощность до 10¹² Вт.

§ 2.2. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Твердотельными называют лазеры, активная среда которых представляет собой диэлектрический кристалл или стекло, в которые введены (в виде примеси) специальные ионы, играющие роль активных центров. В твердотельных лазерах применяется только оптическая накачка.

Оптическая накачка. При оптической накачке происходит возбуждение активных центров за счет поглощения излучения от специального источника света (источника излучения накачки). В качестве таких источников используются газоразрядные импульсные лампы, лампы непрерывного горения (газоразрядные и накаливания), искровые разрядники, пламя и т. д. Источником накачивающего излучения может служить также вспомогательный лазер.

Чтобы оптическая накачка была эффективной, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, уровень возбуждения активного центра должен иметь достаточно большую ширину. Иначе говоря, линии поглощения накачивающего излучения должен соответствовать относительно широкий участок на шкале частот (шкале длин волн). Во-вторых, необходимо, чтобы максимум линии поглощения активного центра попадал в область спектра частот накачивающего излучения, характеризующуюся высокой интенсивностью. Только при выполнении этих условий оптическая накачка может стать достаточно эффективной; в противном случае доля полезно расходуемой мощности накачивающего излучения будет незначительной.

В твердотельных лазерах оба указанных условия выполняются. Для твердотельных активных сред ширина линии (полосы) поглощения порядка 0,1 мкм. Подбирая для каждого конкретного лазера излучение накачки с соответствующим спектром частот, удается добиться того, чтобы возбуждался практически лишь уровень возбуждения активного центра (или определенная группа уровней, играющая роль «уровня возбуждения»).

Твердотельный лазер. В твердотельном активном элементе различают матрицу (основу) и введенный в матрицу в виде примеси активатор (активные центры). Используются как кристаллические, так и аморфные (стеклянные) матрицы. В настоящее

время эффект вынужденного испускания обнаружен примерно у 300 диэлектрических кристаллов, активированных примесями ионов переходных групп. Наиболее широко используются так называемые оксидные кристаллы с упорядоченной структурой. К ним относятся, в частности, кристалл окиси алюминия (Al₂O₃), активированный ионами хрома (Cr³⁺), а также кристалл иттрий-алюминиевого граната (Y₃Al₅O₁₂), активированный ионами неодима (Nd³⁺). Первый кристалл есть активный элемент лазера на рубине, а второй — лазера на гранате с неодимом. Указанные лазеры являются, пожалуй, наиболее широко применяемыми твердотельными лазерами.

На рис. 2.3 показано, как реализуется оптическая накачка твердотельного лазера. Источник накачки (например, газоразрядная лампа-вспышка) имеет форму прямого цилиндра и помещается параллельно активному элементу. И лампа накачки, и актив-



ный элемент находятся внутри отражателя, отражающая поверхность которого представляет собой боковую поверхность цилиндра с основанием в форме эллипса. Сделаем мысленно сечение плоскостью, перпендикулярной к оси эктивного элемента. В этом сечении поверхность отражателя есть эллипс; активный элемент и лампа-вспышка находятся в фокусах эллипса. Известно, что световые лучи, выходящие из одного фокуса, после отражения от эллиптической поверхности приходят в другой фокус. В результате накачивающее излучение оказывается максимально сфокусированным на активном элементе. На практике применяют отражатели разных конструкций. Используется, например, двухламповый отражатель; по сравнению с одноламповым такой отражатель позволяет повысить мощность выходного излучения. В конструкциях твердотельного лазера (см. рис. 2.3) роль зеркал оптического резонатора выполняют специально обработанные торцы активного элемента; в этом случае длина резонатора совпадает с длиной активного элемента.

Лазер на рубине. Уже отмечалось, что впервые лазерная генерация была осуществлена на рубине. Благодаря большой механической прочности и теплопроводности кристаллов рубина, возможности выращивания кристаллических образцов с высоким оптическим качеством лазеры на рубине до сих пор широко используются на практике. Рубин — окись алюминия, содержащая в качестве примеси ионы хрома. В лазерах обычно используют розовый рубин с содержанием хрома 0,05% (1,6·10¹⁹ ионов хрома в 1 см³). На рис. 2.4 представлена схема уровней активного центра (иона хрома) в рубине. По вертикальной оси отложены значения 1/ λ в



мкм⁻¹. Переход от $1/\lambda$ к энергии E осуществляется по формуле $E = hc/\lambda$. В процессе оптической накачки возбуждаются состояния («уровни»), обозначаемые как ${}^{4}F_{1}$ и ${}^{4}F_{2}$. Каждое из этих состояний изображено на рисунке в виде некоторой энергетической полосы, ширина которой отвечает «размытию» соответствующего уровня. Передавая часть энергии тепловым колебаниям кристаллической решетки рубина, возбужденные ионы хрома относительно быстро переходят из состояний ${}^{4}F_{1}$ и ${}^{4}F_{2}$ на два близко расположенных местабильных уровня, условно обозначаемых $2\overline{A}$ и \overline{E} . Эти уровни играют роль верхних рабочих уровней. Нижний рабочий уровень обозначен ${}^{4}A_{2}$, он является также основным уровнем. Таким образом, лазер на рубине может быть описан трехуровневой схемой, которая была показана ранее на рис. 1.9, a.

На рис. 2.5, а представлен спектр поглощения иона хрома в рубине. Спектр имеет два максимума — для состояний ${}^{4}F_{1}$ и ${}^{4}F_{2}$. Эти максимумы отвечают длинам волн $\lambda' = 0,41$ мкм (синяя полоса поглощения) и $\lambda'' = 0,55$ мкм (желто-зеленая полоса поглощения). Ширина каждой полосы поглощения составляет примерно 0,1 мкм. Для накачки рубинового лазера применяют газоразрядную ксеноновую лампу. На рис. 2.5, б показан спектр излучения, спонтанно испускаемого ионами хрома на рабочем переходе (спектр люмине-сценции хрома в рубине). В спектре имеются две линии. Максимум одной из них соответствует длине волны 0,6943 мкм (так называемая R_1 -линия); максимум другой — длине волны 0,6929 мкм (R_2 -линия). При лазерной генерации реализуется практически только R_1 -линия.

Примечание. Существуют определенные правила для обозначения тех или иных состояний июнов, атомов, молекул. Не будем здесь объяснять эти правила. Читатель, не знакомый с ними, может воопринимать встречающиеся обозначения состояний (например, 4F_1 и 4F_2) формально — просто как некие

принятые обозначения. Разумеется, в таком случае можно было бы обозначать различные состояния попросту числами (1, 2, 3, ...). Однако предпочтительно использовать (здесь и в дальнейшем) те обозначения состояний, которые приняты в научной литературе.

Лазер на гранате с неодимом. Лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированном ионами неодима, является в настоящее время наиболее широко применяемым твердотельным лазером. Он имеет сравнительно низкий порог возбуждения и высокую теплопроводность, что позволяет реализовать генерацию при большой частоте следования световых импульсов, а также генерацию в непрерывном режиме. КПД лазера сравнительно высок; он достигает нескольких процентов.

Схема уровней активного центра (иона неодима) в гранате показана на рис. 2.6. Фактически на рисунке представлены не уровни, а энергетические полосы разной ширины. Каждой из этих полос в действительности соответствует целая группа уровней энергии. Будем называть каждую такую группу уровней (каждую из полос, показанных на рисунке) атомным термом.

В процессе оптической накачки ионы неодима переходят из основного состояния (атомный терм ${}^{4}I_{9/2}$) в несколько групп состояний, которым соответствуют атомные термы ${}^{4}G_{7/2}$, ${}^{2}G_{7/2}$, ${}^{4}S_{3/2} + {}^{4}F_{7/2}$, $F_{5/2} + {}^{2}H_{9/2}$, ${}^{4}F_{3/2}$. Этим пяти группам состояний отвечают пять полос в спектре поглощения неодима в гранате, хорошо просматриваемых на рис. 2.7, а. Тонкая структура полос отражает тот факт, что атомные термы состоят из групп энергетических уровней.



Роль верхнего рабочего уровня играет терм ${}^4F_{3/2}$. Ионы неодима высвечиваются, переходя с этого уровня на уровни, соответствующие термам ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$. Поскольку каждому из этих термов отвечает несколько энергетических уровней, общее

число рабочих переходов достигает двух десятков. Основная доля энергии (60%) высвечивается в переходах ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$; поэтому в качестве нижних рабочих уровней принято рассматривать уровни, соответствующие терму ${}^{4}I_{11/2}$.

На рис. 2.7, б представлен спектр люминесценции ионов неодима в гранате для переходов ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$. Спектр содержит семь линий. Наиболее интенсивны линии 1,0615 и 1,0642 мкм (инфракрасное излучение). Наряду с переходами ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ определенную роль играют также переходы ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{13/2}$ (генерация на длине волны 1,3 мкм) и переходы ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{9/2}$ (0,9 мкм).

При упрощенном рассмотрении лазера на гранате с неодимом можно пользоваться *четырехуровневой схемой*, показанной ранее на рис. 1.9, в.

Для накачки рассматриваемого лазера применяют криптоновые лампы. Иногда в кристаллическую решетку граната (содержащую в виде примеси ионы неодима) дополнительно вводят еще одну примесь — ионы хрома, что позволяет применять для накачки ксеноновые лампы. Ионы хрома в гранате имеют две довольно широких полосы поглощения (при $\lambda = 0,43$ и 0,59 мкм), хорошо согласующиеся со спектром излучения ксеноновых ламп. Возбужденные ионы хрома передают энергию возбуждения активным центрам — ионам неодима.

Лазеры на стеклах. Достаточно широко применяются лазеры на стеклах, активированных редкоземельными элементами, в частности неодимом. Лазер на стекле с неодимом, как и лазер на гранате с неодимом, работает по четырехуровневой схеме. Генерируемое излучение имеет $\lambda = 1,06$ мкм.

Используются различные стекла: боратные (на основе окислов бора), свинцовые (на основе окислов свинца), фосфатные (на основе окислов фосфора), фтористые (на основе фторида бериллия), кварцевые и др. Стеклянные активные элементы относительно дешевы, легко изготавливаются в виде длинных стержней (длиной более 1 м), оптически однородны; они допускают введение активатора в больших концентрациях. Главный недостаток стекол их низкая теплопроводность, вследствие чего они используются лишь в импульсных режимах с относительно низкой частотой следования импульсов.

§ 2.3. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используются жидкости: либо растворы органических красителей, либо специальные жидкости, активированные ионами редкоземельных элементов (например, Eu³⁺, Nd³⁺). Различают два типа таких специальных жидкостей — металлоорганические (хелатные) и неорганические (апротонные). В жидкостных лазерах применяют оптическую накачку.

Растворы органических красителей как активные среды лазеров. Среди жидкостных лазеров наиболее широко применяются лазеры на растворах органических красителей. Активная среда таких лазеров представляет собой жидкий растворитель (вода, этанол, метанол, толуол, бензол, ацетон и др.), в котором находятся молекулы органического красителя, играющие роль активных центров.

Красители — сложные органические соединения, характеризующиеся широкими полосами поглощения в видимой И ближней ультрафиолетовой областях спектра. Для химического строения молекул красителей характерно сочетание бензольных, пиридиновых, азиновых и других колец, располагающихся в одной плоскости. Наиболее эффективно высвечивающиеся красители распределяют по следующим восьми классам: ксантены, полиметины, оксазины, кумарины, антрацены, акридины, азины. фталоцианины. В настоящее время лазерная генерация получена более чем на 200 различных красителях. Общий диапазон длин волн, генерируемых различными красителями, составляет 0,3 ... 1,3 мкм. Подбирая соответствующие красители, можно получить когерентное излучение любой длины волны из указанного диапазона.

В качестве практически важного примера укажем краситель родамин 6G, относящийся к классу ксантенов. На рис. 2.8, а приведена структурная формула молекулы этого красителя; она основана на системе бензольных колец. Молекулы ксантеновых красителей поглощают излучение накачки и высвечиваются, как правило, в видимой области спектра. На рис. 2.8, б показаны спектры поглощения и люминесценции молекулы родамина 6G. Как и у твердотельных лазеров, ширина спектра поглощения красителя порядка 0,1 мкм. Такую же ширину имеет в данном случае и



Рис. 2.8. Структурная формула молекулы родамина 6G (а) и спектры поглощения (кривая 1) и люминесценции (кривая 2) молекулы родамина 6G (б)





спектр люминесценции, что примерно в 10—100 раз больше ширины спектра люминесценции ионов-активаторов в твердотельных лазерах. Необычайно большая ширина спектра люминесценции и, как следствие, линии усиления — одна из наиболее интересных особенностей молекул органических красителей, используемых в качестве активных центров. Оптическая накачка лазеров на красителях. Для возбуждения красителей применяют как лазерную, так и нелазерную (ламповую) накачку. В первом случае в качестве источника накачивающего излучения используется вспомогательный лазер; во втором — гароразрядная лампа. При лазерной накачке накачивающее излучение имеет либо частоту рабочего перехода вспомогательного лазера, либо вдвое (втрое) более высокую частоту. В последнем случае говорят, что используется вторая (третья) гармоника излучения вспомогательного лазера.

В качестве вспомогательного лазера часто применяют лазер на стекле с неодимом, а также на гранате с неодимом. При этом реализуется импульсная лазерная накачка. Она может осуществляться либо по поперечной, либо по продольной схеме. При поперечной импульсной накачке накачивающее лазерное излучение распространяется перпендикулярно к направлению, в котором происходит генерация излучения красителя, а при продольной -параллельно. В качестве примера на рис. 2.9 показан один из вариантов продольной схемы накачки. Кювета с красителем находится внутри резонатора, у которого одно из зеркал заменено призмой полного внутренного отражения. Выходное зеркало резонатора полностью непрозрачно для накачивающего излучения. Накачивающее излучение, распространяясь вдоль оси резонатора ОО, попадает через призму в кювету с красителем и возбуждает молекулы красителя. Генерируемое в красителе излучение выходит через выходное зеркало резонатора.

Наряду с импульсной применяют также непрерывную лазерную накачку. Для этого часто используют аргоновый ионный лазер (см. § 2.5). Накачивающее излучение фокусируют в раствор красителя в пределах области диаметром 10 мкм. Чтобы краситель не перегревался, его быстро прокачивают через зону генерации. Прокачка раствора красителя важна и в других отношениях, например, с точки зрения удаления из зоны генерации продуктов фотораспада.

§ 2.4. ФОТОДИССОЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Проблема оптической накачки газовых активных сред. Как уже отмечалось, эффективность оптической накачки твердотельных и жидкостных лазеров связана прежде всего с достаточно большой шириной линии поглощения — около 0,1 мкм. Активные центры в газовых средах имеют существенно более узкие линии поглощения — шириной 10⁻⁶ мкм и менее. Оптическое возбуждение в данном случае возможно лишь при условии, что излучение накачки имеет линейчатый спектр с очень узкими линиями и при этом максимум хотя бы одной такой линии, характеризующейся достаточно высокой интенсивностью, точно совпадает с максимумом линии поглощения активного центра. Это условие является весьма жестким. Один из редких примеров, когда удается его выполнить, — лазер на пара́х цезия. Атомы цезия возбуждаются излучением гелиевой лампы, в спектре которой есть узкая интенсивная линия на длине волны 0,3888 мкм, точно соответствующей длине волны рабочего перехода в цезии.

Что касается обычной (широкополосной) накачки, характеризующейся широкой полосой частот, то она в газовых активных средах должна представляться, очевидно, крайне малоэффективной. Вследствие узости линий поглощения частиц газа лишь ничтожная доля световой мощности источника накачки будет в данном случае использоваться для возбуждения активных центров. Основная же часть накачивающей световой мощности будет бесполезно расходоваться на нагревание газа и элементов конструкции лазера. Именно поэтому широкополосная оптическая накачка в газовых лазерах, как правило, не применяется.

Возможность широкополосной оптической накачки в газах; фотодиссоционные лазеры. Исключением из правила являются газовые среды, содержащие молекулы, которые в результате поглощения излучения диссоциируют, т. е. «разваливаются» на составные части:

$AB + hv \rightarrow A^* + B$

(молекула АВ поглощает фотон hv и диссоциирует на A* и B; один из продуктов диссоциации оказывается в возбужденном состоянии, что обозначается здесь при помощи звездочки). Диссоциация молекул в результате поглощения света называется фотодиссоциацией. Интересно, что при фотодиссоциации полоса поглощения молекулы в газе оказывается столь же широкой, как и полосы поглощения в твердых и жидких активных средах. Это позволяет использовать широкополосную оптическую накачку. Накачивающая световая мощность поглощается диссоциирующими молекулами; один из продуктов диссоциации, как уже отмечалось, появляется в возбужденном состоянии, что и используется для получения лазерной генерации. Такие газовые лазеры называют фотодиссоционными.

Различают два типа фотодиссоционных лазеров. В первом типе в роли активного центра выступает один из продуктов диссоциации молекулы (тот, который оказывается в возбужденном состоянии). В этом случае говорят о возбуждении в *первичных фотопроцессах*. Во втором типе фотодиссоционных лазеров возбужденные активные центры образуются в результате химических реакций, в которые вступают продукты диссоциации молекулы (возбуждение в процессе вторичных химических реакций). В последнем случае используется термин фотохимический лазер.

В качестве примера фотодиссоционного лазера первого типа укажем *йодный лазер*. Под действием широкополосной оптической накачки (с λ≈0,3 мкм) молекулы CF₃J диссоциируют:

$$CF_3J + hv \rightarrow J^* + CF_3$$
.

Атомы йода образуются в возбужденном состоянии ${}^{2}P_{1/2}$. На пере-

ходе этих атомов в состояние ${}^{2}P_{3/2}$ и происходит лазерная генерация. Длина волны генерируемого излучения 1,315 мкм.

У фотодиссоционных лазеров КПД 0,5%. Повышение КПД возможно в принципе за счет расширения полосы поглощения диссоциирующих молекул, а также за счет использования специальных вторичных химических реакций.

§ 2.5. ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ И ЛАЗЕРЫ НА АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Типы газоразрядных лазеров; электрические разряды. Лазеры на разреженных газовых активных средах (с давлениями 1 10 мм рт. ст), возбуждаемых самостоятельным электрическим разрядом, называют газоразрядными. Различают три типа таких лазеров: лазеры, генерирующие на переходах между энергетическими уровнями ионов (лазеры на ионизированных газах, или ионные лазеры); лазеры, генерирующие на переходах между уровнями нейтральных атомов (лазеры на атомных nepexodax); лазеры, генерирующие на переходах между уровнями молекул (лазеры на молекулярных переходах, или молекулярные лазеры). Активными центрами в указанных трех типах лазеров являются соответственно свободные ионы, свободные атомы, свободные молекулы.

Ионные лазеры генерируют, главным образом, в видимой, а также в ближней ультрафиолетовой области спектра (примерно, от 0,3 до 1 мкм). Лазеры на атомных переходах генерируют в более широком диапазоне длин волн — от 0,4 до 100 мкм; основное число рабочих переходов попадает в диапазон 1...20 мкм.

Наиболее широк диапазон длин волн излучения, генерируемого молекулярными лазерами. Лазеры, работающие на переходах между вращательными уровнями, соответствующими одному И тому же электронному и колебательному состоянию молекулы (чисто вращательные переходы), генерируют в инфракрасной области примерно от 10 мкм до нескольких сотен микрометров. Молекулярные лазеры, работающие на переходах между колебательными уровнями (колебательно-вращательные переходы), reнерируют инфракрасное излучение, в OCHOBHOM, В диапазоне 5 ... 50 мкм. Молекулярные лазеры могут генерировать также на переходах между электронными состояниями молекулы; в этом случае излучение попадает в видимую или ультрафиолетовую области спектра (примерно, от 1 до 0,2 мкм).

Активная среда газоразрядного лазера — плазма, образующаяся при возникновении электрического разряда. Если время нарастания импульса тока меньше времени установления равновесия в плазме, то говорят об импульсном разряде. Наряду с импульсными используются стационарные (квазистационарные) разряды. В газоразрядных лазерах применяют два типа стационарных разрядов — дуговой (в ионных лазерах) и тлеющий (в лазерах на атомных переходах в молекулярных лазерах). Дуговой разряд — сильноточный высокотемпературный разряд с относительно высокой степенью ионизации плазмы. Плотность тока в разряде составляет 10² ... 10³ А/см², температура разряда 10³ К; степень ионизации плазмы (отношение концентрации свободных электронов в плазме к концентрации тяжелых частиц) больше единицы. *Тлеющий разряд* --- слаботочный разряд (плотность тока 10⁻³...0,1 А/см²) с низкой степенью ионизации плазмы (10⁻³); температура разряда

В зависимости от способа возбуждения стационарные разряды разделяются на высокочастотные и постоянного тока. Первые возбуждаются переменным током с частотой 10 ... 50 МГц; в этом случае электроды находятся вне газоразрядной трубки (рис. 2.10,*a*). Вторые возбуждаются постоянным током (электроды находятся внутри газоразрядной трубки; рис. 2.10,*б*).





Рис. 2.10. Расположение электродов при высокочастотном возбуждении разряда (а) и при возбуждении постоянным током (б)

Рис. 2.11. Лазер на гелий-неоне: *A* — анод; *K* — катод; *I* — рабочий капилляр газоразрядной трубки; *2* — зеркала оптического резонатора; *3* — газопоглотитель с подогревом для поглощения примесей посторонних газов

Гелий-неоновый лазер. Лазер на смеси гелия и неона — пример газоразрядного лазера на атомных переходах. Генерация происходит на переходах между уровнями атомов неона (они являются активными центрами). Кроме неона, в состав активной среды входит буферный газ — гелий. Как будет показано, он играет важную роль в возбуждении атомов неона. Давление газовой смеси порядка 1 мм рт. ст.; парциальное давление гелия в 5—10 раз больше давления неона. В гелий-неоновом лазере используется стационарный тлеющий разряд, возбуждаемый постоянным током.

На рис. 2.11 показана газоразрядная трубка лазера, ориентированная вдоль оси 00 резонатора. На рисунке хорошо видны *катод* и анод. Когда разность потенциалов между ними (рабочее напряжение) достигает примерно 10³ В, в рабочем капилляре газоразрядной трубки, имеющем диаметр в несколько миллиметров, зажигается тлеющий разряд. Плоскости выходных окон газоразрядной трубки ориентированы не перпендикулярно к оси резонатора, а наклонно — так, чтобы перпендикуляр к плоскости окна составлял с осью резонатора так называемый угол Брюстера, соответствующий показателю преломления вещества, из которого изготовлено выходное окно трубки. Углом Брюстера называют такой угол падения α светового луча на поверхность вещества, для которого выполняется условие tg $\alpha = n$, где n – показатель преломления вещества. В этом случае отраженный от поверхности световой луч оказывается поляризованным перпендикулярно к плоскости падения, а преломленный луч — преимущественно поляризованным в плоскости падения. Данная ситуация выделена на рис. 2.11; короткие стрелки показывают, что колебания электрического вектора происходят в плоскости рисунка (в плоскости падения), а кружочки указывают на колебания в плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка. Заметим, что при угле падения, равном углу Брюстера, отраженный и преломленный лучи составляют друг с другом прямой угол.

Примечание. Ранее (в § 1.5) отмечалось, что оптический резонатор выделяет в пространстве направление, в котором осуществляется генерация лазерного излучения. Ориентируя выходные окна газоразрядной трубки под углом Брюстера к оси резонатора, мы тем самым выделяем также и определенную поляризацию генерируемого излучения (иначе говоря, осуществляем избирательность по поляризации фотонов излучения лазера). Предположим, что на плоскопараллельную пластинку, являющуюся выходным окном трубки, падает вдоль оси резонатора (вдоль оси трубки) неполяризованная световая волна. Ее можно представить каж комбинацию двух поляризованных волн, одна из которых поляризована в плоскости падения, а другая перпендикулярно. Первая волна, испытав преломление, пройдет внутрь пластинки, вторично преломится, выходя из нее, и будет по-прежнему распространяться вдоль оси резонатора. Вторая волна отразится от пластинки и сразу покинет резонатор. Таким образом, фотонные состояния с поляризацией в плоскости падения оказываются в данном случае выделенными (по терминологии, применявшейся в § 1.5), тогда как состояния с перпендикулярной поляризацией оказываются невыделенными. Ясно, что вторая световая волна (та, которая должна была бы отразиться от пластинки) не будет генерироваться в лазере; окна трубки, срезанные под углом Брюстера, делают лотери для этой волны слишком большими. Лазер будет генерировать лишь световую волну, проходящую сквозь пластинку, т. е. волну, поляризованную в плоскости, проходящей через ось резонатора и лерлендикуляр к плоскости пластинки. Используя окна трубки, срезанные под углом Брюстера, достигаем сразу две цели. Во-первых, получаем поляризованное лазерное излучение. Во-вторых, исключаем потери на отражение от поверхностей выходных окон газоразрядной трубки.

Замечания об электронных конфигурациях и атомных термах. Прежде чем переходить к процессам, приводящим к возникновению инверсии в газоразрядных лазерах, необходимо пояснить, что имеют в виду, когда говорят о том или ином состоянии активного центра в газовой среде. Каждое такое состояние включает в себя набор энергетических уровней, соответствующих определенным атомным термам. Для всех термов из данного набора одинакова электронная конфигурация, т. е. одинаково распределение электронов атома по состояниям с определенным главным квантовым числом электрона п и определенным орбитальным квантовым числом электрона l. Необходимо различать coстояние атома как целого (оно описывается атомным термом) и состояния отдельных электронов, входящих в состав электронной оболочки рассматриваемого атома. Состояние отдельного электрона характеризуют, прежде всего, двумя упомянутыми выше квантовыми числами (n и l). Электрон в состоянии с l=0 принято называть *s*-электроном, в состоянии с l=1-p-электроном, в состоянии с l=2-d-электроном и т. д. Электронная конфигурация, записываемая, например, как $2p^{5}4s$, есть совокупность пяти p-электронов с n=2 и одного *s*-электрона с n=4; остальные электроны данного атома образуют замкнутую электронную оболочку и во внимание не принимаются. Существенно, что данной электронной конфигурации, как правило, соответствуют несколько состояний атома как целого, т. е. несколько атомных термов. Так, отмечавшейся выше конфигурация $2p^54s$ соответствуют четыре терма, а, например, конфигурациям $2p^53p$ и $3p^44p$ десять и пятнадцать термов соответственно.

Как в твердотельных, так и в газоразрядных лазерах состояния активного центра (атома или иона) представляются энергетическими полосами, каждая из которых имеет свою определенную ширину. Однако происхождение энергетических полос в этих двух типах лазеров различно. Каждая такая полоса в твердотельном лазере (см. рис. 2.4 и рис. 2.6) соответствует одному или двум атомным термам. Превращение энергетических уровней, отчающих отдельным термам, в энергетическую полосу есть следствие взаимодействия активного центра с кристаллической решеткой кристалла, в котором этот активный центр находится в качестве примеси. В газоразрядном лазере активная среда есть разреженный газ, поэтому здесь фактически нет взаимодействия активного центра с остальными частицами среды; в результате каждому атомному терму отвечает весьма узкий энергетический уровень. В данном случае энергетическая полоса есть результат «объединения» нескольких уровней, отвечающих атомным термам с одинаковой электронной конфигурацией.

Физический механизм возникновения инверсии в гелий-неоновом лазере. На рис. 2.12 показаны основные переходы, происходящие в активной среде гелий-неонового лазера. В левой половине рисунка представлены переходы в атомах гелия, а в правой — в атомах неона. Состояния атома неона представлены энергетическими полосами, которые условно обозначают как 1s (электронная конфигурация $2p^53s$), 2s (конфигурация $2p^54s$), 3s (конфигурация $2p^55s$), 2p (конфигурация $2p^53p$), 3p (конфигурация $2p^54p$). Каждая s-полоса состоит из четырех уровней (четыре терма), а каждая p-полоса — из десяти уровней. Роль верхних рабочих уровней ипрают полосы 3s и 2s, а роль нижних рабочих уровней полосы 3p и 2p. Основные рабочие переходы: $3s \rightarrow 3p$ (3,39 мкм), $2s \rightarrow 2p$ (1,15 мкм), $3s \rightarrow 2p$ (0,63 мкм; красная линия).

Инверсия в гелий-неоновом лазере возникает за счет того, что скорость заселения верхних рабочих уровней значительно выше скорости заселения нижних. Образующиеся в газоразрядной плазме свободные электроны сталкиваются с атомами гелия и неона и возбуждают их, передавая им часть своей кинетической энергии. Неоптические переходы, отвечающие процессам электронного возбуждения, показаны на рис. 2.12 штриховыми стрелками. Элек-



проны возбуждают уровни ¹S₀ и ³S₁ в телии, а также различные энергетические полосы неона (соответствующие как верхним, так и нижним рабочим уровням). Возбужденные атомы гелия, сталкиваясь с невозбужденными атомами неона, резонансно передают им свою энергию возбуждения, что условно показано на рисунке полукруглыми стелками. Резонансная перебача энергии от гелия к неону и является тем решающим фактором, благодаря которому скорость заселения верхних рабочих уровней неона оказывается выше скорости заселения нижних рабочих уровней. Процессу резонансной передачи энергии от гелия к неону благоприятствуют три обстоятельства: близость соответствующих уровней энерпии атомов гелия и неона; метастабильность возбужденных уровней атомов гелия (они относительно медленно очищаются процессами спонтанного испускания); более высокое давление гелия в газовой смеси, вследствие чего уменьшается вероятность обратной передачи энергии (от неона к гелию).

Спонтанное испускание на переходах $3s \rightarrow 1s$ и $2s \rightarrow 1s$ происходит значительно медленнее, чем на переходах $3p \rightarrow 1s$ и $2p \rightarrow 1s$; поэтому нижние рабочие уровни неона очищаются быстрее, чем верхние. Очищение уровней в 1s-полосе является «узким местом» в гелий-неоновом лазере. Это очищение происходит за счет процессов электронного девозбуждения (передачи энергии от атомов неона к свободным электронам), а также за счет столкновений атомов неона со стенками трубки. Последние процессы (они показаны на рисунке пунктирной стрелкой) весьма существенны; недаром мощность генерации гелий-неонового лазера уменьшается с увеличением диаметра рабочего капилляра газоразрядной трубки.

Аргоновый лазер. В качестве примера ионного лазера рассмотрим лазер, генерирующий на переходах в Ar II (на переходах между уровнями однократного иона Ar⁺). Лазер схематически показан на рис. 2.13; здесь используется стационарный дуговой разряд постоянного тока. Разряд является высокотемпературным, поэтому применяется система водяного охлаждения. Имеется обводной канал, предназначенный для выравнивания давления по длине газоразрядной трубки. В отсутствие такого канала газ скоплялся бы в анодной части трубки вскоре после включения разряда.

На рис. 2.14 показаны основные переходы между состояниями иона аргона (штриховые стрелки-переходы, связанные с электронным возбуждением; непрерывные стрелки — оптические переходы). На рисунке представлено пять состояний (пять энергетических полос): каждому состоянию соответствует своя электронная конфигурация. Как и при рассмотрении гелий-неонового лазера, введем сокращенные условные обозначения этих состояний. Состояние с конфигурацией 3p⁴4p будем называть 4p-полосой; ЭТО есть верхний рабочий уровень. Состояние с конфигурацией 3p44s назовем 4*s*-полосой; это есть нижний рабочий уровень. Напомним, что термин «уровень» употребляется здесь условно; в действительности же каждой полосе соответствуют несколько энергетических уровней иона аргона (несколько атомных термов). Так, 4р-полосе соответствуют 15 термов, а 4s-полосе — 8 термов. Поэтому рабочему переходу 4p-+4s ютвечает целый набор спектральных линий, генерируемых лазером. Наиболее интенсивными являются голубая линия с $\lambda = 0,488$ мкм (относительная интенсивность 45%) и зеленая линия с $\lambda = 0.515$ мкм (35%).

На рисунке показаны также полосы: 4d (конфигурация $3p^44d$), 3d $(3p^43d)$, 3p $(3p^43p)$. Верхний рабочий уровень (4p-полоса) заселяется за счет нескольких процессов: перехода $3p \rightarrow 4p$ (прямое электронное возбуждение), перехода $3p \rightarrow 4d \rightarrow 4p$ (каскадное элек-

Рис. 2.14. Схема уровней иона аргона и основные переходы (рабочий переход выделен толстой прямой стрелкой)



Рис. 2.15. Два варианта СО₂лазера:



тронное возбуждение) и перехода $3p \rightarrow 3d \rightarrow 4p$ (ступенчатое электронного возбуждение). Примечательно, что скорость электронного возбуждения верхнего рабочего уровня оказывается в данном случае примерно вдвое меньше скорости электронного возбуждения нижнего рабочего уровня. Инверсия возникает за счет того, что нижний рабочий уровень значительно быстрее очищается; скорость очищения нижнего рабочего уровня в десять раз выше скорости очищения верхнего рабочего уровня случае примерно в значительно быстрее очищается; корость очищения нижнего рабочего уровня в десять раз выше скорости очищения верхнего рабочего уровня. Очищение рабочих уровней происходит главным образом за счет спонтанного испускания.

Итак, в аргоновом лазере инверсия возникает не вследствие преимущественного заселения верхнего рабочего уровня (как, например, в гелий-неоновом лазере), а благодаря преимущественному очищению нижнего рабочего уровня.

§ 2.6. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Молекулярный лазер на двуокиси углерода (СО₂-лазер). Газоразрядный СО₂-лазер позволяет получать высокую мощность генерации в непрерывном режиме (до 10 кВт); он характеризуется относительно высоким КПД (до 40%). Активная среда СО₂-лазера — газовая смесь, состоящая из двуокиси углерода, молекулярного азота и различных добавок (гелий, пары воды и др.). Ак*тивные центры* — молекулы СО₂, излучающие на переходах между колебательными уровнями основного электронного состояния. Азот ипрает роль буферного газа, молекулы которого резонансно передают энерпию возбуждения молекулам СО₂. Для возбуждения СО₂-лазеров обычно используют тлеющий разряд.

На рис. 2.15,а схематически показан один из первых вариантов CO₂-лазера с высокочастотным тлеющим разрядом. Лазер имеет системы прокачки двуокиси углерода и (отдельно) азота. Молекулы азота сначала попадают в область электрического разряда и возбуждаются в результате столкновений с электронами. Затем возбужденные молекулы азота попадают в рабочий объем. где смешиваются с невозбужденными молекулами СО2. При столкновениях молекул азота и двуокиси углерода происходит резонансная передача энергии возбуждения от азота к двуокиси углерода, т. е. происходит возбуждение активных центров. Подчеркнем, что в данном варианте СО2-лазера электроны в разряде возбуждают только молекулы азота, а затем, уже в другой области пространства, возбужденные молекулы азота передают энергию активным центрам.

В последующих вариантах CO₂-лазера применялся разряд в смеси CO₂+N₂. При этом, как правило, использовался тлеющий разряд постоянного тока. Схема такого CO₂-лазера показана на рис. 2.15,6. Как и предыдущая, данная схема основана на прокачке газа через рабочий объем. Прокачка позволяет избежать нежелательного изменения химического состава активной среды, происходящего, в частности, в результате реакции 2CO₂→2CO+

+O₂. В настоящее время широко применяют отпаянные CO₂-лазеры (без прокачки газовой смеси). Срок службы таких трубок может быть достаточно большим — до 1000 ч и более.

Типы колебаний молекулы двуокиси углерода. Молекула СО2 характеризуется премя типами колебаний: симметричными, деформационными, асимметричными. Рассматриваемая молекула является линейной — все ее атомы расположены вдоль общей прямой (оси молекулы). При симметричных колебаниях атомы кислорода совершают колебания вдоль оси молекулы, одновременно отклоняясь от находящегося в центре молекулы атома углерода (и одновременно приближаясь к нему) (см. рис. 2.16, а). При деформационных колебаниях все три атома совершают колебания перпендикулярно оси молекулы (см. рис. 2.16,б). При асимметричных колебаниях атомы смещаются вдоль оси молекулы; при этом атомы кислорода смещаются одновременно в одну сторону, а атом углерода — в противоположную сторону (см. рис. 2.16, в). Обозначим частоту симметричных, деформационных и асимметричных колебаний соответственно через v_1 , v_2 , v_3 . Отметим: $hv_1 = 0,163$ эВ, $hv_2 = 0.078 \text{ aB}, hv_3 = 0.276 \text{ aB}; v_1 \approx 2v_2.$





а — симметричные; б — деформационные; в асимметричные

Рис. 2.17. Схема уровней и основные переходы в активной среде СО₂-лазера (рабочие переходы выделены толстыми прямыми стрелками)

Обозначим колебательные состояния молекулы CO_2 набором из трех колебательных квантовых чисел: v_1 , v_2 , v_3 . Эти числа равны кратности возбуждения соответственно симметричных, деформационных и асимметричных колебаний. Например, в колебательном состоянии (020) ($v_1=0$, $v_2=2$, $v_3=0$) двукратно возбуждены деформационные колебания молекулы и не возбуждены симметричные и асимметричные колебания.

Физический механизм возникновения инверсии в СО₂-лазере (см. рис. 2.17). На рисунке показаны уровни энергии молекулы СО₂, отвечающие трем разным типам колебаний, а также первый возбужденный колебательный уровень молекулы азота. Верхним рабочим уровнем является уровень (001), нижним — уровни (020) и (100). На переходе (001)→(100) генерируется излучение с λ = = 10,6 мкм, а на переходе (001)→(020) — с λ=9,6 мкм. Возбуждение (заселение) уровня (001) происходит за счет неупругих столкновений молекул CO₂ с электронами, образующимися в плазме разряда (электронное возбуждение), и с возбужденными молекулами азота (резонансная передача энергии). Последние возбуждаются в столкновениях с электронами.

Очищение уровней (020) и (100) происходит в основном за счет резонансной передачи энергии невозбужденным молекулам CO₂ — с накоплением молекул CO₂ в состоянии (010):

> $CO_2(020) + CO_2(000) \rightarrow 2CO_2(010),$ $CO_2(100) + CO_2(000) \rightarrow 2CO_2(010).$

Соответствующие переходы обозначены на рисунке буквой *R*. Очищение уровня (010) — наиболее «узкое место». Для очищения этого уровня вводят в газовую смесь специальные добавки (гелий, пары́ воды). Уровень очищается в результате столкновений с молекулами добавок, которым и передается энергия возбуждения.

Заметим, что для создания инверсии важно, чтобы вероятности электронного возбуждения молекулы азота и уровня (001) молекулы CO₂ были достаточно велики, а в то же время вероятности электронного возбуждения уровней (100), (020) и (010) были бы достаточно малы. Для этого надо специально подбирать значение отношения E/P, где E — напряженность электрического поля в области разряда, P — давление газовой смеси. Например, для случая, когда парциальные давления азота и двуокиси углерода равны, оптимальные значения отношения E/P составляют 5... ... 10 В/см. мм рт. ст.

Эксимерные лазеры. Особое место среди молекулярных лазеров занимают так называемые эксимерные лазеры. Для возбуждения этих лазеров используется, как правило, не разряд, а пучок быстрых электронов из ускорителя. Эксимерные лазеры генерируют на переходах между электронными состояниями молекул; генерируемое излучение попадает в ультрафиолетовую область спектра. В качестве активных центров используются так называемые разлетные молекулы — молекулы, основное электронное состояние которых является неустойчивым. Это означает, что такие молекулы могут существовать лишь в возбужденных электронных состояниях. Переходя из возбужденного электронного состояния в основное, они тут же диссоциируют (как говорят, происходит разлет молекулы на атомы).

Известно, что атомы инертных газов «не желают» образовывать молекулы. Для создания, например, молекул Ar₂, Kr₂, Xe₂ надо затратить энергию. Эти молекулы возникают только в возбужденных электронных состояниях; они являются разлетными молекулами.

Использование разлетных молекул в качестве активных центров весьма заманчиво. Верхним рабочим уровнем такой молекулы является электронно-возбужденное состояние, а нижним — основное электронное состояние. Очевидно, что инверсия на рабочем переходе будет наблюдаться при любом количестве молекул, созданных накачкой на верхнем рабочем уровне (в электронно-возбужденном состоянии). Как только молекула переходит на нижний рабочий уровень, она тут же покидает его вследствие разлета на атомы. Активная среда на разлетных молекулах — это среда с постоянно пустующим нижним рабочим уровнем.

Эксимерные лазеры генерируют на переходах молекул инертных газов и галоидов инертных газов (Ar₂, Kr₂, Xe₂, XeF, XeCl, KrF, ArCl и др.). В эксимерных лазерах реализованы наиболее низкие значения генерируемых длин волн. Так, в лазере на молекулах ArCl наблюдалась генерация на $\lambda = 0,175$ мкм, а в лазере на Ar₂ — на $\lambda = 0,126$ мкм.

§ 2.7. ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Проблема повышения давления в газовом лазере. Газоразрядные лазеры характеризуются, как уже отмечалось, низкими значениями давления активной газовой смеси — порядка 1...10 мм рт. ст. Это предопределяет ютносительно низкую концентрацию активных центров: 10¹⁵...10¹⁶ см⁻³, что на несколько порядков ниже, чем в твердотельных или жидкостных лазерах (10¹⁹... ...10²⁰ см⁻³). Повышение концентрации активных центров желательно для увеличения мощности излучения, высвечиваемого единицей объема активной среды. Поэтому естественно стремление повысить давление в газовых лазерах.

Однако повышению давления в газоразрядных лазерах препятствуют два обстоятельства. Во-первых, при повышении давления до нескольких десятков мм рт. ст. самостоятельный электрический разряд оказывается практически непригодным для возбуждения сколь-либо больших объемов газа: разряд становится неистойчивым, развивается вдоль стенок, не охватывает внутренних областей газоразрядной трубки. Во-вторых, необходимость обеспечения оптимального отношения E/P пребует соответствующего увеличения напряженности поля при повышении давления. Это, в свою очередь, приводит к увеличению плотности электронного компонента плазмы разряда. Переизбыток электронов отрицательный фактор, так как при этом растет эффективность так называемых тушащих столкновений (в частности, столкновений, приводящих к очищению верхних и заселению нижних рабочих уровней).

Электроионизационный метод накачки газовых лазеров высокого давления. Проблему повышения давления в газовых лазерах позволил решить электроионизационный метод накачки. В данном методе накачки самостоятельный электрический разряд вообще не используется. Для получения быстрых электронов, способных эффективно возбуждать активные центры, используют ионизирующее излучение в сочетании с внешним электрическим полем. Ионизирующее излучение порождает в активной среде свободные электроны, а электрическое поле ускоряет их. Дальнейшие процессы протекают фактически так же, как в газоразрядном лазере: быстрые электроны возбуждают определенные молекулы (атомы), что при соответствующих условиях приводит к возникновению инверсии. На рис. 2.18 приведена схема, поясняющая электроионизационную накачку.



Рис. 2.18. Схема, поясняющая электроионизационную накачку

Рис. 2.19. Схема электроионизационного лазера: 1 — рабочий объем резонатора; 2 — выходное зеркало резонатора; 3 — пучок быстрых электронов; 4 — верхний электрод; 5 — нижний электрод; 6 — металлическая фольга, прозрачная для быстрых электронов; 7 — излучение лазера

На создание одного свободного электрона затрачивается энергия порядка нескольких десятков электрон-вольт; эта энергия берется от ионизирующего излучения. Каждый свободный электрон испытывает до 10⁵ столкновений с частицами активной среды, прежде чем рекомбинирует или уйдет из рабочего объема. В этих столкновениях электрон передает частицам активной среды до 10⁴ эВ, т. е. примерно на три порядка больше энергии, затраченной на создание свободного электрона. Такая большая энергия берется от внешнего электрического поля. Электроионизационный метод накачки позволяет, таким образом, осуществлять достаточно эффективное (с КПД до 30%) прямое преобразование энергии электрического излучения.

При применении данного метода накачки нетрудно поддерживать оптимальное отношение E/F при повышении давления, поскольку концентрация свободных электронов теперь не зависит от напряженности внешнего поля E, а определяется ионизирующим излучением. Рассматриваемый метод позволяет реализовать давления до 100 атм. В связи с этим появился термин лазеры на сжатом газе.

При электроионизационной накачке процесс прохождения электрического тока через ионизованный газ отличается высокой устойчивостью независимо от давления. В рабочем объеме развивается несамостоятельный разряо, характеристики которого остаются постоянными при изменении объема в довольно широких пределах (например, до 100 л). Для поддержания разряда необходима ионизация газа; для получения инверсии необходимо возбуждение активных центров. В газоразрядном лазере обе эти функции выполняются одними и теми же электронами; при этом характерное для самостоятельного разряда распределение электронов по энергиям может не быть одновременно оптимальным и для ионизации, и для возбуждения. В электроионизационном лазере указанные функции выполняются раздельно — ионизация газа обеспечивается ионизирующим излучением, а электроны обеспечивают лишь возбуждение активных центров.

Электроионизационный СО₂-лазер. Электроионизационная накачка применяется в СО₂-лазерах высокого давления. Физический механизм возникновения инверсии здесь такой же, как и в газоразрядном СО₂-лазере (см. рис. 2.17). Отличие состоит в том, что быстрые электроны, возбуждающие колебательные состояния молекул азота и двуокиси углерода, образуются теперь не в самостоятельном разряде, а под действием ионизирующего излучения и ускоряющего внешнего электрического поля. В качестве ионизирующего излучения обычно используют пучок электронов из ускорителя (энергия электронов 100...500 кэВ, плотность тока пучка порядка 10⁻⁴ A/см²).

На рис. 2.19 показана упрощенная схема электроионизационного СО₂-лазера. В рабочий объем, находящийся между двумя электродами, проникает пучок быстрых электронов, пронизывающий металлическую фольгу. Высвечивание молекул СО₂ в рабочем объеме приводит к возникновению лазерного излучения, выходящего из указанного объема через выходное зеркало оптического резонатора. (Упомянутая выше фольга является VЯЗВИМЫМ местом в рассматриваемом лазере; она разделяет вакуумный объем камеры ускорителя и рабочий объем, находящийся под высоким давлением.) По сравнению с газоразрядным СО₂-лазером мощность генерируемого излучения, приходящаяся на единицу объема активной среды, возрастает в электроионизационном лазере в $10^5 \dots 10^6$ раз.

В заключение заметим, что ионизация может осуществляться не только пучком электронов, но также ультрафиолетовым излучением (фотоионизация). В этом случае оптическое возбуждение выступает как составной элемент электроионизационной накачки. Наконец, возможна ионизация тяжелыми заряженными частицами, являющимися продуктами ядерных реакций.

§ 2.8. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Тепловые методы создания инверсии (тепловая накачка). Для достаточно эффективного заселения колебательных и вращательных состояний молекулы можно использовать тепловое возбуждение. Для этого надо нагреть газовую смесь до температур примерно 1000...2000 К. Однако простое повышение температуры газа само по себе не может обеспечить инверсии; ведь заселенность уровней убывает с увеличением энергии. Как бы ни повышалась температура газа, все равно более низкие уровни будут иметь более высокую заселенность.

Допустим, что газ нагревается до температуры T_2 , а затем очень быстро охлаждается до некоторой температуры T_1 . Пусть τ — время, в течение которого температура газа меняется от T_2 до T_1 . В рассматриваемом газе находятся активные центры; E_1 и E_2 — энергия нижнего и верхнего рабочих уровней соответственно. Предположим теперь, что скорость очищения уровня E_2 (при охлаждении газовой смеси) существенно меньше скорости очищения уровня E_1 . Обозначим через τ_2 и τ_1 характерные времена очищения этих уровней. Положим, что $\tau_1 < \tau \ll \tau_2$. В этом случае заселенность уровня E_1 будет при охлаждении газа следовать за изменением температуры, тогда как заселенность уровня E_2 останется при быстром изменении температуры практически прежней (соответствующей высокой температуре). В результате может возникнуть инверсия на переходе между уровнями E_2 и E_1 .

Для быстрого охлаждения удобнее всего использовать процесс адиабатического расширения газа при выходе его из узкой щели или сопла. Именно этот вариант тепловой накачки и лежит в основе действия газодинамических лазеров. Отметим также возможность создания инверсии при быстром нагревании газа при условии, что скорость теплового возбуждения верхнего рабочего уровня активного центра больше скорости теплового возбуждения нижнего рабочего уровня. Достаточно быстрый нагрев газовой смеси можно осуществлять, используя ударные волны.

Газодинамический СО₂-лазер. Активной средой такого лазера является смесь $CO_2 + N_2 + H_2O$. Характерные пропорции компонентов смеси (по объему): $CO_2 - 8\%$, и $N_2 - 90\%$, $H_2O - 2\%$. Активными центрами служат молекулы CO_2 .

Упрощенная схема газодинамического лазера показана на рис. 2.20. В форкамере активная газовая смесь приготовляется в исходном состоянии (температура $I_2 = 1500$ K, давление $P_2 =$ =20...30 атм). Газовая смесь проходит через сопловый блок (ширина отдельной выходной щели в блоке составляет всего 1 мм) и расширяется в рабочем объеме. При этом температура и давление падают до значений $T_1 = 250 \dots 300$ К, $P_1 = 0.05 \dots$...0,1 атм; скорость газового потока на выходе из соплового блока 1200...1500 м/с. В рабочем объеме происходит высвечивание молекул СО₂. Диффузор предназначен для торможения потока газа и согласования его давления с давлением наружного воздуха.

Существующие газодинамические СО₂-лазеры дают рекордную мощность излучения в непрерывном режиме генерации — до 100 кВт. Правда, КПД газодинамических лазеров невысок — он не превышает 1%. Последнее объясняется рядом причин. Прежде всего, бесполезно пропадает энергия поступательного движения потока газа, приходящего в диффузор. Кроме того, с потоком газа из резонатора (из рабочего объема) удаляется некоторое количество возбужденных молекул N_2 , не успевших передать энергию возбуждения молекулам CO_2 , а также некоторое количество возбужденных молекул CO_2 , не успевших высветиться.



Рис. 2.20. Схема газодинамического лазера:

1 — форкамера; 2 — сопло; 3 — рабочий объем резонатора; 4 — диффузор; 5 — выходное зеркало резонатора; 6 — излучение лазера



Рис. 2.21. Характер изменения заселенностей верхнего и нижнего рабочих уровней молекулы CO₂ по мере перехода газовой смеси из форкамеры в юбъем резонатора

Физический механизм возникновения инверсии в газодинамическом CO₂-лазере. Как и в других типах CO₂-лазеров, инверсия создается на переходах (001)—(100) и (001)—(020) молекулы CO₂. В заселении верхнего рабочего уровня (001) важную роль играют процессы резонансной передачи энергии возбуждения от молекул N_2 . Вводимые в смесь молекулы H₂O способствуют ускорению очищения уровня (010).

Специфика тепловой накачки проявляется в том, что теперь колебательные уровни молекул N2 и CO2 заселяются за счет теплового, а не электронного возбуждения. Существенно, что возбужденный колебательный уровень молекулы N2, а также уровень (001) молекулы СО2 очищаются значительно медленнее. нежели уровни (100), (020), (010). Предположим, что смесь CO_2+N_2 , нагретая до 1500 К, быстро расширяется, проходя через сопло. При этом происходит резкое возрастание кинетической энергии молекул (напомним, что из сопла выходит поток газа со сверхзвуковой скоростью около 1500 м/с). Энергия поступательного движения молекул черпается за счет энергии колебательного движения; это означает, что при выходе из сопла происходит быстрое очищение колебательных уровней. Существенно, что быстро очищаются не все уровни, а именно те, для которых характерна более высокая скорость очищения, т. е. нижние рабочие уровни молекулы СО2. Что же касается уровня (001) молекулы CO2 и колебательного уровня молекулы N2, то при очень быстром расширении газа они попросту не успевают сколь-либо заметно очиститься. В рабочем же объеме, т. е. в достаточно разреженной газовой среде, эти уровни практически вообще не очищаются (как говорят, наблюдается «замораживание» колебательного состояния молекул азота и состояния (001) молекул CO₂).

На рис. 2.21 показан характер изменения заселенностей уровней (001) и (020) молекулы CO_2 по мере перехода газовой смеси из форкамеры (параметры смеси: T_2 , P_2) в рабочий объем (параметры смеси: T_1 , P_1). В переходной области (области сопла) происходит практически полное очищение уровня (020) и всего лишь незначительное уменьшение заселенности уровня (001). В результате возникает инверсия заселенностей уровней (001) и (020).

Итак, молекулы СО2 поступают в рабочий объем с практически незаселенными нижними рабочими уровнями (точнее, заселенность этих уровней соответствует температуре T₁). Что же касается верхнего рабочего уровня, то он оказывается заселенным, как если бы газ продолжал находиться при температуре Т₂. При этом весьма важно, что оказывается «замороженной» также заселенность колебательного уровня молекул N2. Возбужденные молекулы N₂ будут резонансно передавать энергию возбуждения молекулам СО2 и тем самым поддерживать относительно высокую заселенность уровня (001). Напомним, что в газодинамическом лазере азот в количественном отношении является основным компонентом смеси (около 90%). Поэтому можно считать, что энергия когерентного оптического излучения черпается, в основном, за счет колебательной энергии молекул азота.

Итак, энергия, запасенная в колебательных степенях свободы молекул, находящихся в форкамере, расходуется при переходе газовой смеси через сопло в рабочий объем следующим образом. Та часть энергии, которая была запасена в симметричных и деформационных колебаниях молекул CO₂, превращается в энергию поступательного движения потока, выходящего из сопла. Энергия, запасенная в асимметричных колебаниях молекул CO₂, а главное, в колебаниях молекул азота, превращается за вычетом потерь в резонаторе в энергию когерентного оптического излучения.

§ 2.9. ХИМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

Химические соединения — богатые накопители энергии. Эта энергия может частично высвобождаться при перестройке химических связей в экзоэнергетических химических реакциях. Весьма заманчиво преобразовать указанную энергию в энергию когерентного оптического излучения. Химические лазеры как раз и являются устройствами, в которых осуществляется такое преобразование энергии. В существующих химических лазерах реализуется генерация на колебательных (точнее, колебательно-вращательных) переходах молекул. Нижняя траница диапазона длин волн генерации этих лазеров составляет примерно 2 мкм. Исследуются возможности создания химических лазеров видимого диапазона (лазеров, генерирующих на переходах между электронными состояниями молекул).

Химические реакции; инициирование и ускорение реакций. В химических лазерах чаще всего используются реакции замещения, в результате которых образуются двухатомные молекулы в возбужденных колебательных состояниях. Назовем эти молекулы лазерно-активными центрами. Они либо высвечиваются сами, либо обеспечивают высвечивание других молекул, которым передают энергию возбуждения. В первом случае говорят о прямом образовании инверсии, а во втором — о непрямом образовании инверсии.

Примеры используемых в лазерах реакций замещения:

 $F+H_2 \rightarrow HF^*+H; F+D_2 \rightarrow DF^*+D;$

 $H+Cl_{2}\rightarrow HCl^{*}+Cl; Cl+HJ\rightarrow HCl^{*}+J$

(звездочка указывает на то, что молекула образуется в возбужденном состоянии).

Для инициирования этих реакций необходимо затратить определенную энергию на получение химически активных реагентов (F, H, Cl). Кроме того, надо позаботиться об ускорении химических процессов, поскольку химический лазер может работать лишь на быстропротекающих реакциях, которые обеспечивают достаточно быстрое заселение верхнего рабочего уровня высвечивающихся молекул. Скорость химической реакции пропорциональна концентрациям реагентов, вступающих в реакцию; поэтому для ускорения реакции требуется создать достаточно большое число химически активных реагентов.

Применяют разные способы инициирования и ускорения химических реакций (иначе говоря, разные способы получения химически активных реагентов). Реагенты в атомарном состоянии получаются при диссоциации молекул. Наиболее часто используют фотодиссоциацию, диссоциацию электронным пучком или импульсом в электрическом разряде, тепловое инициирование.

Источником оптического излучения при фотоинициировании могут служить кварцевые импульсные лампы. Если требуется более коротковолновая накачка (с длиной волны меньше 0,2 мкм), то используются различные типы открытых разрядов (например, искровой). Один из наиболее простых способов инициирования химических реакций — самостоятельный электрический разряд в газе. Однако этот способ применим только для относительно низких давлений и малых рабочих объемов. Поэтому более интересен способ, основанный на использовании электронного пучка. Пучок электронов позволяет инициировать реакцию за рекордно короткое время — 10-7...10-8 с (при самостоятельном разряде ДЛИтельность инициирующего импульса не менее 10⁻⁶ с). Тепловое инициирование реакций связано с тепловой диссоциацией молекул; этот способ удобно применять в лазерах газодинамического типа.

Химически активные реагенты могут создаваться также за счет определенных химических реакций. В качестве примера укажем.

реакцию NO+F₂→NOF+F. Окись азота, существующая при обычных температурах в виде устойчивого радикала NO, вступая в реакцию с молекулярным фтором, обеспечивает образование химически активного атомарного фтора.

Цепной характер химических реакций. Реакции, используемые в химических лазерах, имеют цепной характер: химически активный центр (атом или радикал) воспроизводится в ходе реакции. Предположим, что в смесь, содержащую молекулы H₂ и F₂, введены химически активные центры, например атомы F. Можно ожидать, что в такой смеси будет развиваться цепной процесс:

> $F+H_{2} \rightarrow HF^{*}+H,$ $H+F_{2} \rightarrow HF^{*}+F,$ $F+H_{2} \rightarrow HF^{*}+H, ...$

При создании определенного количества химически активных центров этот цепной процесс может стать достаточно быстрым, поэтому будет обеспечено условие возникновения генерации на переходах в молекулах HF*. Поскольку количество химически активных центров сохраняется (воспроизводится) в цепном процессе, появляется возможность за счет многократного использования некоторого числа воспроизводимых химически активных центров вовлечь в реакцию огромное число молекул H_2 и F_2 и создать тем самым много лазерно-активных центров HF*. В этом случае можно превратить в когерентное оптическое излучение настолько большой запас химической энергии, содержащейся во фтор-водородной смеси, что он перекроет затраты на создание химически активных центров.

На практике необходимо, однако, учитывать, что реальный цепной процесс не бесконечен. Во-первых, происходит уменьшение числа химически активных центров $(H+H\rightarrow H_2; F+F\rightarrow F_2);$ поэтому надо не только инициировать, но и поддерживать химическую реакцию, создавая все время новые химически активные центры взамен вышедших из игры. Во-вторых, происходит уменьшение числа лазерно-активных центров за счет процессов, приводящих к очищению верхнего рабочего уровня.

Для удлинения лазерно-химических цепей целесообразно использовать не простые, а *разветвленные* шепные реакции, т. е. реакции, в которых происходит не простое, а *расширенное* воспроизводство (*размножение*) химически активных центров. Так, при определенных давлениях и температурах во фтор-водородной смеси могут протекать реакции F_2 +HF→HF+F+F, обеспечивающие *ветвление* цепей.

Химический лазер на фтор-водородной смеси. Рассмотрим лазер на смеси D₂+F₂+CO₂ (тяжелый водород, фтор, утлекислый газ) (рис. 2.22). В камеру, где происходят химические реакции, поступает по одному каналу смесь гелия и молекулярного фтора, а по другому каналу смесь окиси азота и углекислого газа. Благодаря реакции NO+F₂→NOF+F в камере образуется атомарный





фтор. При введении в камеру тяжелого водорода возникает цепной процесс (F+D₂ \rightarrow DF*+D; D+F₂ \rightarrow DF*+F). Возбужденные молекулы DF* передают энергию возбуждения молекулам CO₂; последние выносятся потоком в оптический резонатор, где и высвечиваются. Гелий вводится для предотвращения перегрева и самовоспламенения смеси фтора с водородом, а также для очищения нижних рабочих уровней в молекулах CO₂.

§ 2.10. ПЛАЗМЕННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Рекомбинирующая плазма как активная среда лазера. При столкновениях свободных электронов плазмы разряда с положительно заряженными ионами могут происходить процессы рекомбинации, в результате которых электроны захватываются ионами. При этом выделяется энергия, равная энергии связи электрона в атоме, образовавшемся при захвате ионом электрона. Указанная энергия может приводить к накоплению атомов (ионов) в возбужденных состояниях. Это означает, что плазма, в которой достаточно эффективно идут процессы рекомбинации, может использоваться в качестве инвертированной активной среды лазера. Соответствующие лазеры называют плазменными.

Плазма таких лазеров существенно отличается от плазмы газоразрядных лазеров. В связи с этим говорят о плазме в рекомбинационном режиме (рекомбинирующей плазме) и плазме ионизационном режиме. При рассмотрении свойств плазмы вводят наряду с температурой разряда T, определяемой через среднюю кинетическую энергию тяжелых частиц (ионов, атомов, молекул), также электронную температуру T_e, определяемую средней кинетической энергией свободных электронов плазмы. В ионизационном режиме выполняется неравенство T_e > T (в тлеющем разряде $T_{\rm e}/\hat{T} \approx 100$, в дуговом разряде $T_{\rm e}/T \approx 10$); свободные электроны в такой плазме движутся значительно быстрее ионов. этих условиях процессы рекомбинации при столкновениях электронов и ионов оказываются маловероятными. Для рекомбинации важно, чтобы свободные электроны двигались помедленнее; должно выполняться неравенство $\hat{T}_e < T$. Кроме того, вероятность рекомбинации будет, очевидно, тем выше, чем больше концентрация свободных электронов, т. е. чем больше степень ионизации плазмы. Если в тлеющем разряде концентрация свободных электронов достигает 10^{11} см⁻³, а в дуговом 10^{13} см⁻³, то в рекомбинирующей плазме эта концентрация должна быть 10¹⁵ . 10¹⁶ см-3.

Итак, плазма в рекомбинационном режиме — это плотная. высокоионизованная плазма, электроны которой «переохлаждены» (в связи с этим используют термин «холодная плазма»). Соответственно плазма в ионизационном режиме есть разреженная, относительно слабо ионизованная плазма, электроны которой «перегреты» («горячая плазма»).

Как активная среда лазера рекомбинирующая плазма очень привлекательна. В отличие от остальных сред она не изменяет своего агрегатного состояния при сколь угодно высокой плотности вводимой в нее энергии. Это открывает принципиальную возможность для создания особо мощных лазеров. Кроме того, в рекомбинирующей плазме можно реализовать рабочие переходы, попадающие в ультрафиолетовый и даже рентгеновский диапазоны.

Сопоставление плазменного и газоразрядного лазеров. Принципиальное отличие плазменного лазера от газоразрядного определяется различиями свойств плазмы в рекомбинационном и ионизационном режимах. В процессе работы газоразрядного лазера степень ионизации плазмы возрастает; в плазменном же лазере падает. В этом смысле газоразрядный лазер работает на переходе среды от газа к плазме, тогда как плазменный лазер работает на переходе от плазмы к газу.

Предположим, что используется импульсная накачка. В импульсном газоразрядном лазере генерация начинается по достижении достаточно высокой интенсивности импульса тока в разряде — на фронте импульса. В импульсном плазменном лазере генерация начинается уже после окончания импульса тока — после того, как возникнет достаточно высокая степень ионизации плазмы и произойдет «охлаждение» свободных электронов. Иными словами, плазменный лазер генерирует в послесвечении разряда.

Импульсный плазменный лазер. Для ионизации активной среды в этих лазерах применяют быстро спадающие импульсы электрического разряда с характерными параметрами: напряжение до 20 кВ, сила тока до 300 А, длительность импульса 0,1...1 мкс. Импульс генерации развивается, как уже отмечалось, в послесвечении разряда. В качестве активной среды используется смесь из легко ионизируемого лазерно-активного компонента и трудно ионизируемого вспомогательного (буферного) компонента. Последний нужен, тлавным образом, для быстрого охлаждения свободных электронов в плазме.

Импульсные плазменные лазеры созданы, в частности, на ионизированных парах щелочноземельных металлов Mg, Ca, Sr, Ba. В качестве примера отметим плазменный лазер на *стронцийселии*, генерирующий на переходах между уровнями однократных ионов стронция (Sr⁺). Гелий играет роль буферного газа. Импульс возбуждения создает плазму с высокой концентрацией двукратных ионов стронция (Sr²⁺). Процессы рекомбинации приводят к образованию возбужденных однократных ионов Sr⁺, играющих роль активных центров. Генерация реализуется на нескольких переходах этих ионов. Основными являются линии 0,416 мкм и 0,431 мкм (*фиолетовые* линии).

§ 2.11. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Состояния электронов в беспримесном полупроводнике. Энергия электрона в атоме (ионе, молекуле) принимает дискретные значения, которым соответствуют энергетические уровни. Когла атомы образуют кристаллическую решетку, электроны внешних электронных оболочек обобществляются кристаллом; энергия этих электронов изменяется непрерывно в пределах некоторого интервала значений или, иначе говоря, в пределах некоторой энергетической зоны. Каждой энергетической зоне соответствует конечное (хотя и очень большое — 10²³...10²⁴) число электронных состояний. Напомним, что электроны относятся к фермионам; следовательно, в одном электронном состоянии может находиться не более одного электрона. Поэтому можно говорить о полном или частичном заполнении зоны электронами. Это заполнение происходит в направлении снизу вверх по шкале энергий, как если бы зона представляла собой набор примыкающих друг к другу уровней, последовательно занимаемых электронами (начиная от наиболее низко расположенных и кончая наиболее высоко расположенными).

В металлах энергетическая зона заполнена электронами примерно наполовину. В диэлектриках зона заполнена электронами полностью. При этом следующая энергетическая зона, расположенная выше по шкале энергий, вообще не содержит электронов. Если расстояние от верхнего края первой из упомянутых зон до нижнего края второй не слишком велико (около 2—3 эВ или меньше), то в этом случае возможны квантовые переходы электронов из нижней зоны в верхнюю за счет энергии теплового движения частиц. В результате в верхней зоне появляется сравнительно небольшое количество электронов; в то же время в нижней зоне до ее полного заполнения не хватает соответствующего числа электронов. Такая ситуация отвечает беспримесному полупроводнику.

Все интересные явления, наблюдаемые в беспримесных полупроводниках, связаны с квантовыми переходами электронов между нижней и верхней энергетическими зонами. Нижнюю зону называют валентной зоной, а верхнюю — зоной проводимости. Между этими зонами находится полоса запрещенных значений энергии, именуемая запрещенной зоной. Отсутствие электрона в валентной зоне удобно представлять как наличие в ней положительно заряженной частицы; ее называют дыркой. В беспримесном полупроводнике числа электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, очевидно, точно равны. Квантовый переход электрона через запрешенную зону снизи вверх можно рассматривать как генерацию электронно-дырочной пары — появление электрона в зоне проводимости и одновременное появление дырки в валентной зоне. Появившийся в зоне проводимости электрон проявляет тенденцию опуститься к нижнему краю зоны; дырка проявляет тенденцию подняться к верхнему краю валентной зоны. Наряду с переходами через запрещенную зону снизу вверх возможны также обратные переходы — *сверху вниз*. Электрон может совершить квантовый переход из зоны проводимости в валентную зону; этот процесс можно, очевидно, рассматривать как *рекомбинацию электрона и дырки*.

Оптические переходы в полупроводнике. Будем облучать полупроводник светом такой частоты, чтобы энергия фотонов равнялась ширине запрещенной зоны (или немного превышала эту ширину). Такой фотон может быть поглощен электроном, находящимся в валентной зоне вблизи ее верхнего края; в результате электрон совершит квантовый переход в зону проводимости (см.



Рис. 2.23. Переходы в беспримесном полупроводнике, инициированные излучением: *а* — поглощение света; *б* — вынужденное испускание света рис. 2.23,а). Практически с такой же вероятностью фотон может инициировать встречный процесс — переход в валентную зону электрона, находящегося в зоне проводимости вблизи ее нижнего края; в результате родится еще один (вторичный) фотон, причем в том же состоянии, в каком находится первичный фотон (рис. 2.23,б). В первом случае речь идет о поглощении света в полупроводнике, а во втором —

о вынужденном испускаии света. Возможно также самопроизвольное возвращение электрона из зоны проводимости в валентную зону (спонтанное испускание света).

Вследствие теплового возбуждения из валентной зоны в зону проводимости переходит относительно небольшое число электронов; концентрация электронов в зоне проводимости даже у ее нижнего края существенно меньше концентрации электронов в валентной зоне. В этом случае процессы поглощения света будут в значительной степени преобладать над процессами вынужденного испускания. Такой полупроводник поглощает проходящее через него излучение.

Для того чтобы полупроводник мог усиливать излучение, надо создать инверсию — сделать так, чтобы концентрация электронов вблизи нижнего края зоны проводимости была больше концентрации электронов вблизи верхнего края валентной зоны. В этом случае процессы вынужденного испускания света будут преобладать над процессами поглощения. Инвертированный полупроводник характеризуется достаточно высокой концентрацией электронов у нижнего края зоны проводимости и, соответственно, высокой концентрацией дырок у верхнего края валентной зоны. Такие полупроводники называют вырожденными. Могут быть полупроводники, вырожденные только по электронам проводимости или только по дыркам. В беспримесных полупроводниках возможно, очевидно, лишь одновременное вырождение — и по электронам проводимости, и по дыркам.

Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком. Инверсию в беспримесном полупроводнике можно создать различными способами. Например, используют оптическию накачки, облучая полупроводник светом такой частоты, чтобы энергия фотонов была больше ширины запрещенной зоны. Более широко применяется, однако, не оптическая накачка, а накачка электронным пичком. Быстрые электроны (с энергией около 50...100 кэВ), пролетая через полупроводник, инициируют переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. Используются полупроводники — арсенид галлия (GaAs), сульфид кадмия (CdS), селенид кадмия (CdSe) и др.

Больше половины своей энергии электроны, бомбардирующие полупроводниковый кристалл, тратят на его нагревание. Поэтому используются обычно достаточно короткие импульсы электронов и, кроме того, применяется принудительное охлаждение кристалла. Вопрос об охлаждении полупроводниковых активных сред весьма принципиальный. Дело в том, что с повышением температуры электроны в зоне проводимости начинают заселять все более и более высокие уровни, в результате чего концентрация электронов у нижнего края зоны проводимости уменьшается. В то же время увеличивается концентрация электронов у верхнего края валентной зоны. Таким образом, уменьшается степень инверсной заселенности состояний, что приводит к уменьшению коэффициента усиления и, как следствие, к повышению порога генерации. Многие полупроводниковые материалы генерируют лазерное излучение лишь при достаточно низких температурах. Так, арсенид галлия требуется обычно охлаждать до 80 К. Сульфид кадмия и селенид кадмия охлаждают в отдельных случаях до температуры жидкого гелия (до 4,2 К).

Различают два типа полупроводниковых лазеров, накачиваемых электронным пучком — лазеры с поперечной накачкой и с продольной накачкой. В первом типе лазеров электронный пучок и генерируемое излучение распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях. Пучок электронов падает нормально на одну из граней полупроводникового кристалла, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда; две других противоположных грани этого параллелепипеда отполированы и представляют собой зеркала оптического резонатора (рис. 2.24,а).

В лазерах с продольной накачкой (называемых также лазерами с изличающим зеркалом) в качестве зеркал резонатора используются не грани полупроводникового кристалла, а внешние зеркала. Активная среда в таких лазерах представляет собой тонкий слой полупроводника, нанесенный на прозрачную подложку с хорошей теплопроводностью (например, на пластинку из сапфира). На рис. 2.24,6 показана схема лазера с продольной накачкой, где направление электронного пучка совпадает с осью резонатора (и, следовательно, с направлением генерируемого излучения). В 3 - 5

схеме на рис. 2.24, в электронный пучок падает на принудительно охлаждаемый полупроводниковый слой под некоторым углом к оси резонатора. Применение схем с продольной накачкой позволяет улучшить отвод тепла от полупроводника и увеличить его рабочий объем.





Р.нс. 2.24. Схемы полупроводниковых лазеров, возбуждаемых электронным пучком:

42 — с поперечной накачкой; б — с продольной накачкой (1-й вариант); в — с продольной накачкой (2-й вариант)

Лазер на сульфиде кадмия (CdS) тенерирует излучение с $\lambda = -0.49$ мкм; КПД лазера равен 25%. При охлаждении полупроводника до 4,2 К пороговая плотность тока составляет 0,03 А/см², а при охлаждении до 80 К — 0,4 А/см². Энергия электронов пучка 60 кэВ.

Вырожденные *n*-полупроводники и *p*-полупроводники. До сих пор рассматривались чистые (беспримесные) полупроводники. Внесение в полупроводниковый кристалл тех или иных *примесей* существенно изменяет его свойства. Примеси бывают разные. Атомы одних примесей легко отдают в зону проводимости кристалла по одному из своих электронов (*донорные* примеси); атомы других примесей, напротив, захватывают по одному из электронов, которые были обобществлены кристаллом и находились в валентной зоне (*акцепторные* примеси).

В энергетической схеме примесным атомам соответствует энергетический уровень (так называемый *примесный уровень*), располагающийся внутри запрещенной зоны. На рис. 2.25, а представлена схема для полупроводника с донорной примесью. Примесный уровень находится в запрещенной зоне на расстоянии ΔE от нижнего края зоны проводимости. Расстояние ΔE имеет порядок 0,01 эВ, т. е. примерно в 100 раз меньше ширины E_0 запрещенной зоны. Малость ΔE означает, что один из электронов примесного атома весьма слабо связан с атомом (ΔE характеризует величину энергии связи); поэтому достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы этот электрон покинул атом, т. е. совершил квантовый переход с примесного уровня в зону проводимости. Представим себе, что температура полупроводника с донорной примесью постепенно растет, начиная от 0 К. Поскольку $\Delta E \ll E_0$, то сначала будут происходить переходы примесный уровень→зона проводимости; переходы же электронов из валентной зоны в зону проводимости (междузонные переходы) практически происходить не будут. Обычно уже при температурах около 20... 50 К примесный уровень, как принято говорить, истощается; это значит, что все примесные атомы уже отдали по одному электрону в зону проводимости. Если концентрация примесей в полупроводнике достаточно высока (не менее примерно 1018 см-3), то при рассматриваемых температурах в нем реализуется вырождение по электронам проводимости. Такой полупроводник называют вырожденным п-полипроводником.

На рис. 2.25,6 представлена схема для полупроводника с акцепторной примесью. Достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы электроны из валентной зоны совершили переход на примесный уровень. Уровень насыщается уже при температурах 20...50 К. При этом в валентной зоне возникает определенная концентрация дырок, которая может обеспечить вырождение по дыркам (при концентрации примеси не менее 10¹⁸ см⁻³). Такой полупроводник называют вырожденным р-полупроводником.

Инжекционные лазеры. Для создания инверсии заселенностей в полупроводниковой активной среде можно привести в контакт друг с другом два вырожденных полупроводника разного типа



Рис. 2.25. Энергетические схемы для полупроводников с донорными (*n*-полупроводник) и с акцепторными (*p*-полупроводник) примесями



Рис. 2.26. Инжекционный лазер: *а* — принципиальная схема лазера; *б* внешний вид лазера (1 — *p*-полупроводник; 2 — *n*-полупроводник; 3 — металлические контакты; 4 — излучение лазера)

(*n*-полупроводник и *p*-полупроводник). Такой контакт называют p—*n*-*nеpexoдом*. Приложим к *p*—*n*-переходу электрическое напряжение так, как показано на рис. 2.26, а. Под действием поля электроны проводимости из *n*-полупроводника будут инжектироваться в область *p*—*n*-перехода; одновременно в эту же область будут

инжектироваться дырки из *p*-полупроводника. В области p-n-перехода будут происходить переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону (рекомбинация электронов проводимости и дырок), на которых при наличии оптического резонатора может быть реализована лазерная генеращия.

Таков принцип действия полупроводниковых лазеров, называемых инжекционными лазерами. Наиболее широко применяется инжекционный лазер на GaAs. Вырожденный *п*-полупроводник получается при внесении в арсенид галлия примеси теллура; концентрация примеси 3...5·10¹⁸ см⁻³. Вырожденный *р*-полупроводник получается при внесении в GaAs примеси цинка; концентрация примеси 10¹⁹ см⁻³. Генерация осуществляется на длинах волн от 0,82 мкм до 0,9 мкм (инфракрасное излучение).

Инжекционный лазер на GaAs показан на рис. 2.26, б. Видно, что зеркалами оптического резонатора служат отполированные грани кристалла, ориентированные перпендикулярно к плоскости, по которой контактируют друг с другом *п*-полупроводник и *p*-полупроводник (плоскости *p* — *n*-перехода). Инжекционный лазер отличается своей миниатюрностью; линейные размеры граней полупроводникового кристалла составляют всего 1 мм. Толщина излучающей области (области перехода) равна всего лишь 2 мкм. Мощность генерируемого излучения такого лазера порядка 10 мВт в непрерывном режиме; в импульсном режиме она достигает 100 Вт. Наибольшие мощности реализуются при охлаждении до 4,2 К. Разработаны образцы, которые могут генерировать при · комнатных температурах (мощность генерации при этом снижается). Инжекционные лазеры характеризуются высоким КПД, который может достигать 50...60%.

§ 2.12. ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Мы рассмотрели типы лазеров, различающиеся активными средами и способами накачки. Во всех этих лазерах мопут использоваться разные типы оптических резонаторов.

Линейные и кольцевые резонаторы. Прежде всего оптические резонаторы подразделяются на линейные, кольцевые, изломанные. В линейном резонаторе зеркала расположены на одной прямой, являющейся общей оптической осью зеркал (ось резонатора). В кольцевом резонаторе световой поток циркулирует по некоторому замкнутому контуру. Обычно этого достигают, используя систему из трех (или более) зеркал, соответствующим образом расположенных друг относительно друга (см. рис. 2.27,*a*). Возможен, однако и двухзеркальный кольцевой резонатор (см. рис. 2.27,*б*). Что касается изложанных резонаторов, то они могут рассматриваться как модификация линейных резонаторов, в которых оптическая ось является не прямой, а изломанной линией.

До сих пор рассматривались только линейные резонаторы. В дальнейшем также ограничимся фактически только линейными

резонаторами. Кольцевые и изломанные резонаторы появятся лишь при рассмотрении некоторых специальных вопросов.

Устойчивые и неустойчивые резонаторы; диаграмма устойчивости. Оптический резонатор называют устойчивым, если он способен удерживать вблизи своей оси оптическое излучение; в противном случае резонатор называют неустойчивым. Устойчивость



Рис. 2.27. Кольцевой резонатор: *a* — трехзеркальная схема; *б* — двухзеркальная схема (*AЭ* — активный элемент, *а* — угол Брюстера)



Рис. 2.28. Диаграмма устойчивости резонаторов

резонатора зависит от его *геометрии* — формы зеркал (плоские, вогнутые, выпуклые), соотношения между длиной резонатора и радиусами кривизны зеркал. Очевидный пример неустойчивого резонатора — резонатор, образованный двумя выпуклыми сферическими зеркалами.

Введем следующие параметры:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{r_1}; g_2 = 1 - \frac{L}{r_2},$$
 (2.1)

где L — длина резонатора; r_1 — радиус кривизны, например, левого зеркала; r_2 — радиус кривизны правого зеркала. Если зеркало плоское, то для него 1/r=0. Для вогнутого сферического зеркала r>0, а для выпуклого r<0.

Проведем на плоскости две координатные оси. По одной отложим значения параметра g_1 , а по другой параметра g_2 . Каждому конкретному резонатору соответствует на этой плоскости определенная точка. Из теории резонаторов следует, что резонатор оказывается устойчивым тогда, когда его параметры g_1 и g_2 удовлетворяют условию

$$0 \leqslant g_1 g_2 \leqslant 1. \tag{2.2}$$

Таким резонаторам на плоскости (g₁; g₂) соответствуют точки, лежащие внутри или на границе области, которая на рис. 2.28 заштрихована. Указанный рисунок называют диаграммой устойчивости резонаторов. Точка A на диаграмме устойчивости соответствует резонатору, образованному двумя плоскими зеркалами (плоскопараллельный резонатор); для него $1/r_1 = 1/r_2 = 0$ и, следовательно, $g_1 = 1$, $g_2 = 1$. Точка на диаграмме, совпадающая с началом координат, соответствует так называемому конфокальному резонатору. Это есть резонатор, образованный двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами, радиусы кривизны которых равны длине резонатора: $r_1 = r_2 = L$ и, следовательно, $g_1 = 0$, $g_2 = 0$.

Конфокальный резонатор. Практически важным примером устойчивого резонатора может служить конфокальный резонатор (см. рис. 2.29). Прямыми со стрелками на рисунке показаны несколько световых лучей внутри резонатора. Все световые лучи (как показанные на рисунке, так и не показанные) сосредоточены внутри области, боковая поверхность которой представляет собой гиперболоид вращения вокруг оси резонатора. Штриховые кривые есть сечение этой поверхности плоскостью рисунка. Указанную поверхность называют каустической или, проще, каустикой.



Рис. 2.29. Конфокальный резонатор (згштрихована область, занятая полем излучения внутри резонатора)



Рис. 2.30. Неустойчивый резонатор телескопического типа. Фокусные расстояния зеркал: f₁ и f₂; точка A общий фокус зеркал

Световой пучок внутри конфокального резонатора заполняет объем, ограниченный каустической поверхностью. Поперечное сечение пучка, в котором он имеет наименьший радиус, называют сечением *перетяжки* пучка. Если апертуры зеркал резонатора одинаковы, то перетяжка находится строго посредине резонатора; в этом случае радиус перетяжки пучка

$$\rho_0 = \sqrt{\lambda L/2\pi}, \qquad (2.3)$$

где λ — длина волны излучения. Радиус светового пятна на зеркале резонатора

$$\rho = \sqrt{\lambda L/\pi} = \rho_0 \sqrt{2}. \tag{2.4}$$

Используя зеркала разной апертуры, а также вводя диафрагму внутрь резонатора, можно управлять положением перетяжки светового пучка, перемещая это сечение по направлению к тому или другому зеркалу.

Примечание. Разумеется, у светового пучка нет строго определенной граничной поверхности. Каустическая поверхность ограничивает объем, занятый пучком, в том смысле, что вне этого объема интенсивность светового пучка очень быстро спадает по мере удаления от оси резонатора.

Неустойчивый резонатор телескопического типа. Примером неустойчивого резонатора может служить показанный на рис. 2.30 резонатор *телескопического типа*. Он показан вместе с полностью заполняющей резонатор активной средой. Резонатор образован вогнутым зеркалом, у которого $r_1=3L$, и выпуклым зеркалом, у которого $|r_2|=L$. Легко видеть, что оба зеркала имеют общий фокус. Для рассматриваемого резонатора: $g_1=2/3$, $g_2=2$. Ему соответствует на диаграмме устойчивости (рис. 2.28) точка Б.

Поле излучения внутри резонатора телескопического типа есть суперпозиция плоской и сферической световых волн. Плоская волна распространяется от вогнутого зеркала к вылуклому, а сферическая — от выпуклого к вогнутому. Соответствующие этим волнам световые лучи показаны на рисунке прямыми линиями со стрелками. Оба зеркала являются полностью отражающими. Вывод излучения из резонатора осуществляется так, как показано на рисунке (так называемый кольцевой способ вывода излучения из резонатора).

Глава третья

УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

Для практического применения лазеров необходимо уметь управлять лазерным лучом — отклонять его в пространстве, расщеплять, фокусировать на мишень. Однако вопросы управления лазерным излучением этим не исчерпываются. В широком смысле управление излучением лазера предполагает получение излучения с определенными или перестраиваемыми в каком-то диапазоне значений спектральными, энергетическими, временными и пространственными характеристиками.

При рассмотрении вопросов, связанных с управлением лазерным излучением, следует различать внерезонаторное управление и внутрирезонаторное управление. В первом случае осуществляется то или иное воздействие на излучение уже после того, как оно покинуло резонатор лазера. Во втором случае определенным образом воздействуют на сам процесс генерации. Сначала рассмотрим вопросы, относящиеся к внутрирезонаторному управлению (§§ 3.1—3.5), а затем перейдем к внерезонаторному управлению (§§ 3.6—3.8).
§ 3.1. ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Прежде всего отметим, что спектральные характеристики излучения определяются выбором активной среды. Активные центры характеризуются той или иной системой энергетических уровней и, как следствие, определенным набором генерируемых спектральных линий. Используя различные типы лазеров, можно получить когерентное излучение в принципе любой длины волны в диапазоне примерно от 0,1 до 100 мкм и выше.

Говоря об управлении спектральными характеристиками лазерного излучения, будем рассматривать возможность воздействия на частоту излучения после того, как выбраны тип лазера и конкретная активная среда.

Казалось бы, существует простой способ воздействия на спектральные характеристики испущенного лазером излучения, предполагающий использование различного рода фильтров, которые пропускали бы излучение лишь в определенном диапазоне длин волн. Однако этот способ малоинтересен, так как связан с большими потерями световой мощности. На практике предпочитают управлять спектральными характеристиками излучения, применяя внутрирезонаторные методы, т. е. воздействуя на процесс генерации. Вместо того, чтобы «отсекать» световую мощность, излученную на «ненужных» длинах волн, предпочитают позаботиться о том, чтобы на «ненужных» длинах волн излучение попросту не генерировалось.

Подавление нежелательных рабочих переходов. У активного центра имеется, как правило, несколько рабочих переходов. Во многих случаях желательно, однако, чтобы генерация происходила лишь на каких-то определенных переходах или даже на каком-то одном переходе. На остальных рабочих переходах генерация не должна возникать; эти переходы, как говорят, должны быть подавлены.

В качестве примера возьмем гелий-неоновый лазер. Атомы неона имеют три основных рабочих перехода; им соответствуют длины волн 3,39, 1,15 и 0,63 мкм (напомним рис. 2.12). Начальный коэффициент усиления растет в данном случае с увеличением длины волны. В то же время гелий-неоновый лазер используют обычно как источник красного излучения (0,63 мкм). Чтобы предотвратить генерацию на переходах 3,39 и 1,15 мкм, применяют опециальные селективные отражающие покрытия зеркал резонатора. В результате генерация реализуется только на переходе, отвечающем длине волны 0,63 мкм.

Плавная перестройка длины волны. Как уже отмечалось, для лазеров на органических красителях характерна достаточно широкая линия люминесценции (около 0,1 мкм). Заметим, что такой же порядок может иметь ширина линии люминесценции и в лазе-

рах на сжатых газах (в электроионизационных лазерах). В таких лазерах можно осуществлять плавную перестройку длины волны генерируемого излучения в пределах диапазона, определяемого шириной линии люминесценции.

Чтобы реализовать плавную перестройку длины волны, в резонатор вносят *дисперсионную призму* или заменяют полностью отражающее зеркало резонатора *отражательной дифракционной*

решеткой. Рассмотрим подробнее вариант с призмой. Предположим, что на призму падает направленный луч, в котором представлены две длины волны: λ_1 и λ_2 ; за призмой находится плоское отражаюшее зеркало (рис. 3.1.a). Пройдя сквозь призму, световой луч расщепится на два луча, каждому из которых будет соответствовать определенная длина волны (ситуация, изображенная на рисунке, отвечает случаю, когда $\lambda_1 < \lambda_2$). Изменяя соответствуюобразом наклон зеркала, ЩИМ можно добиться, чтобы либо первый, либо второй луч отражался от зеркала строго назад и. призму (теперь пройдя сквозь уже в обратном направлении), совмещался с исходным световым



Рис. 3.1. Лазер на красителе с плавно перестраиваемой длиной волны: 1 — кювета с красителем; 2 — излучение накачки; 3 — выходное зеркало резонатора; 4 — призма; 5 — поворачивающеся зеркало; 6 — отражательная дифракционная решетка

лучом. Зеркало ориентировано так, что строго назад отражается луч с длиной волны λ_1 . Изменив наклон зеркала, можно добиться, чтобы строго назад отражался луч с λ_2 (см. штриховое изображение зеркала).

Предположим теперь, что призма внесена в резонатор лазера и поворачивающееся зеркало используется в качестве полностью отражающего зеркала резонатора (см. рис. 3.1,б). При данной ориентации поворачивающегося зеркала будет, очевидно, генерироваться та длина волны, которую имеет луч, отражаемый зеркалом строго назад. Этот луч удерживается внутри резонатора; многократно проходя через активный элемент, он усиливается за счет процессов вынужденного испускания света. Лучи же с другими длинами волн после отражения от зеркала должны были бы тут же покинуть резонатор; поэтому на остальных длинах волн генерация не развивается. Плавно поворачивая зеркало, можно тем самым плавно изменять длину волны излучения, генерируемого лазером.

Разумеется, лишь для простоты говорилось выше об определенном значении длины волны. В действительности призма и поворачивающееся зеркало обеспечивают всякий раз генерацию не определенной длины волны, а некоторой спектральной линии, ширина которой составляет $10^{-4} \dots 10^{-3}$ мкм. Это примерно в 100 разменьше ширины линии люминесценции. Поворачивая зеркало, можно плавно перемещать генерируемую спектральную линию в пределах ширины линии люминесценции.

Вместо призмы и поворачивающегося зеркала можно использовать отражательную дифракционную решетку (см. рис. 3.1,e). Решетка отражает обратно в резонатор излучение, падающее на нее под углом дифракции θ , связанным с длиной волны излучения λ соотношением

$$2d\sin\theta = \lambda, \tag{3.1}$$

где d — период решетки. При данном значении угла θ (при данной ориентации решетки в резонаторе) будет генерироваться излучение с длиной волны λ , определяемой по формуле (3.1) (если, конечно, эта длина волны попадает внутрь линии люминесценции). Поворачивая дифракционную решетку, можно изменять угол θ и тем самым перестраивать длину волны генерации.

Обратим внимание на то, что в рассмотренных случаях реализуется не только плавная перестройка длины волны. Здесь, прежде всего, осуществляется значительное *сужение* спектра генерируемых длин волн. Это сужение происходит без существенного уменьшения выходной мощности. Вместо относительно широкой и не слишком интенсивной линии люминесценции высвечивается весьма узкая линия, характеризующаяся большой интенсивностью. Эти две линии качественно сопоставляются на рис. 3.1,г.

Резонаторы, показанные на рис. 3.1,6 и 3.1,8, называют селективными (от латинского selectio — выбор, отбор). Здесь всякий раз реализуется отбор, или, как мы говорили в § 1.5, выделение определенных фотонных состояний. Выделяются фотонные состояния с энергиями, находящимися в пределах узкой спектральной линии при том или другом ее положении на ширине линии люминесценции. По сравнению с обычными, селективные резонаторы позволяют осуществлять более жесткую избирательность для фотонных состояний.

Селекция центральной продольной моды за счет уменьшения длины резонатора. Еще большее сужение генерируемой спектральной линии достигается тогда, когда выделяется (селектируется) единственная продольная мода, т. е. когда генерируется какая-то одна из заштрихованных на рис. 1.17 спектральных линий резонатора. Обычно селектируют центральную продольную моду (центральную спектральную линию).

Напомним, что ширина такой линии, измеряемая по шкале частот (ширина $\Delta v_{\rm p}$), определяется по формуле (1.56). Полагая, что добротность резонатора $Q=10^6$ и что для $\lambda_0=1$ мкм частота $v_0==3\cdot10^{14}$ Гц ($v_0=c/\lambda_0$), находим, что $\Delta v_{\rm p}\approx 10^9$ Гц. Чтобы получить соответствующую ширину $\Delta \lambda_{\rm p}$ по шкале длин волн, надо воспользоваться соотношением

$$\Delta \lambda_{\rm p} = -\lambda^2 {}_0 \Delta v_{\rm p} / c. \tag{3.2}$$

Отсюда находим, что ширина $\Delta \lambda_p$ отдельной продольной моды имеет порядок $10^{-5} \dots 10^{-6}$ мкм.

Наиболее простой способ селекции центральной продольной моды предполагает уменьшение длины резонатора. Согласно (1.55), измеряемое по шкале частот расстояние между соседними продольными модами обратно пропорционально длине резонатора: $\Delta v' \sim 1/L$. С уменьшением длины резонатора $\Delta v'$ возрастает, соседние продольные моды как бы раздвигаются. А поскольку интенсивность мод ограничена линией усиления, то такое раздвигание мод приводит к тому, что интенсивность центральной моды становится значительно больше интенсивности соседних мод. Поднимая соответствующим образом уровень потерь, можно исключить генерацию этих соседних мод. Для пояснения обратимся к рис. 3.2. В левой половине рисунка показаны линия усиления и продольные моды для некоторой длины L резонатора; прямая AA — уровень потерь в резонаторе. В правой половине рисунка показаны продольные моды в случае, когда длина резонатора уменьшена вдвое по сравнению с исходной; прямая A_1A_1 соответствует новому уровню потерь в резонаторе.





Рис. 3.2. Селекция центральной продольной моды за кчет уменьшения длины резонатора

Рис. 3.3. Селекция центральной продольной моды за счет иопользования дополнительного зеркала

Данный способ селекции центральной продольной моды выгодно отличается от других способов своей простотой. К сожалению, уменьшение длины резонатора имеет отрицательные стороны снижается выходная мощность, увеличивается расходимость излучения. Поэтому более интересны способы селекции, основанные на использовании резонаторов с дополнительными зеркалами.

Селекция центральной продольной моды за счет использования резонатора с дополнительным зеркалом. При появлении дополнительного зеркала (одного или нескольких) исходный резонатор превращается, по сути дела, в совокупность нескольких взаимосвязанных резонаторов. Интерференция световых волн, формируемых этими резонаторами, приводит к перераспределению световой мощности между разными продольными модами. При соответствующем подборе коэффициента отражения дополнительного зеркала и положения его в резонаторе упомянутое перераспределение световой мощности может привести к существенному возрастанию интенсивности центральной продольной моды и к уменьшению интенсивности остальных мод. Подобные методы селекции называют интерференционными.

Рассмотрим в качестве примера резонатор, схематически локазанный на рис. 3.3, а. Этот резонатор имеет три зеркала: полупрозрачные зеркала 1 и 2 и полностью отражающее зеркало 3. Зеркало 1 является выходным зеркалом резонатора, зеркало 2 дополнительное зеркало. На рис. 3.3, б представлены продольные моды для рассматриваемого резонатора (непрерывные кривые) и для того же резонатора, но без дополнительного зеркала 2 (штриховые кривые). Эти результаты получены для конкретного случая, когда l/L=3/4, R=0,65 (R — коэффициент отражения зеркала 2).

§ 3.2. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Для управления временными и энергетическими характеристиками лазерного излучения широко используется модуляция добротности резонатора, т. е. управление потерями в резонаторе.

Оптико-механическая модуляция добротности. Предположим, что полностью отражающее зеркало резонатора заменено призмой полного внутреннего отражения, которая может быстро вращаться вокруг оси, проходящей через призму перпендикулярно к оси резонатора (рис. 3.4,*a*). В процессе вращения призма лишь на очень короткое время обеспечивает высокую добротность резонатора. Это происходит тогда, когда входная грань призмы оказывается



Рис. 3.4. Способы активной модуляции добротности резонатора: оптико-механический (а); электрооптический (б, в); акустооптический (г)

перпендикулярной к оси резонатора. При повороте призмы из этого положения на угол в одну угловую минуту добротность резонатора оказывается уже в два раза меньше максимальной. При продолжающемся поворачивании призмы добротность очень быстро падает до минимального значения. Очевидно, что лазерная генерация при этом срывается.

Если вращающаяся призма делает 1000 оборотов в секунду, то время переключения добротности (от максимального значения до

минимального, а также от минимального до максимального) составляет примерно 10⁻⁷ с.

Электрооптическая модуляция добротности. Этот метод модуляции добротности основан на использовании электрооптического эффекта — изменения показателя преломления среды под действием внешнего электрического поля. Различают два электрооптических эффекта — квадратичный (эффект Керра) и линейный (эффект Поккельса). В первом случае изменение показателя преломления пропорционально второй степени напряженности внешнего электрического поля, а во втором случае — первой степени. Эфект Поккельса существует лишь в кристаллических средах.

Расомотрим электрооптическую модуляцию добротности резонатора на основе эффекта Поккельса. Предварительно заметим, что, попадая в кристалл, световая волна превращается в две волны, имеющие *разные скорости* (иначе говоря, разные показатели преломления); эти волны поляризованы во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Эта особенность распространения света в кристаллической среде приводит, в частности, к известному явлению *двулучепреломления*.

На рис. 3.4,6 показана схема лазера. Здесь: $A\mathcal{P}$ — активный элемент, $\Pi 3$ — полностью отражающее зеркало, B3 — выходное зеркало. На оси резонатора между активным элементом и выходным зеркалом находятся два одинаковым образом ориентированных поляризатора, выделяющих плоскость поляризации S, а между ними помещена так называемая *ячейка* Поккельса — кристалл между пластинами конденсатора. В пластинах имеется отверстие для пропускания излучения.

Прежде, чем попасть в ячейку Поккельса, излучение проходит через поляризатор Π_1 и оказывается поляризованным в плоскости S. Представим это излучение в виде суммы двух волн, одна из которых поляризована вдоль оси x, а другая вдоль оси y (см. рис. 3.4, a); первая волна характеризуется внутри кристалла показателем преломления n_1 , а вторая — показателем преломления n_2 . Взаимная ориентация поляризатора и кристалла выбрана так, чтобы ось x составляла с плоскостью S угол 45°. В результате прохождения через кристалл указанные выше волны окажутся сдвинутыми по фазе на

$$\Delta \varphi = 2\pi l \left(n_1 - n_2 \right) / \lambda, \tag{3.3}$$

где l — длина кристалла по оси резонатора; λ — длина волны излучения в вакууме. Показатели преломления n_1 и n_2 линейно зависят от напряженности E электрического поля в ячейке Поккельса (напомним, что в этом и состоит суть эффекта Поккельса):

$$n_1 = n_0 + n_0^3 r E/2; n_2 = n_0 - n_0^3 r E/2.$$
 (3.4)

Здесь n_0 — показатель преломления в отсутствие поля, r — одна из электрооптических постоянных данного кристалла. Итак,

$$n_1 - n_2 = n^3 {}_0 r E. \tag{3.5}$$

Заметим, что в отсутствие поля $n_1 = n_2$ и поэтому $\Delta \phi = 0$.

Подставляя (3.5) в (3.3) и учитывая, что El = U, где через U обозначено напряжение, приложенное к кристаллу, находим

$$\Delta \varphi = 2\pi n^3 {}_0 r U / \lambda. \tag{3.6}$$

Подберем значение напряжения так, чтобы $\Delta \phi = \pi$. Такое напряжение называют *полуволновым*, поскольку при этом во́лны, прошедшие кристалл, оказываются сдвинутыми друг относительно друга на половину длины волны. Из рис. 3.4, в нетрудно усмотреть, что при таком сдвиге результирующая световая волна, вышедшая из кристалла и падающая на поляризатор Π_2 , будет поляризована в плоскости S_1 , перпендикулярной к плоскости S. Произошел, как говорят, *поворот плоскости поляризации* света. В данном случае этот поворот произошел на угол 90°. Ясно, что поляризатор Π_2 не пропустит световой волны.

Таким образом, когда на ячейку Поккельса не подается напряжение (ячейка выключена), свет почти беспрепятственно проходит сквозь систему из поляризаторов и ячейки Поккельса. Происходит лишь некоторое поглощение света в этих элементах схемы. Когда же на ячейку Поккельса подается напряжение (ячейка включена), свет не проходит сквозь указанную систему. Иными словами, при выключенной ячейке добротность резонатора максимальна, а при включенной — минимальна. Время переключения добротности зависит от скорости изменения напряжения, подаваемого на ячейку Поккельса. Это врёмя составляет примерно 10⁻⁹ с, т. е. существенно меньше, чем при оптико-механической модуляции.

Ячейка Поккельса в сочетании с поляризаторами действует подобно затвору, пропускание которого можно быстро изменять (от максимального к минимальному и наоборот). Используется термин — электрооптический затвор.

Примечание. Как уже отмечалось, в отсутствие напряжения имеем $m_1 = n_2$. Это означает, что в данном случае не происходит превращения исходной световой волны, падающей на кристалл, в две волны, распространяющиеся по кристаллу с разными окоростями. Такое возможно лишь при условии, что кристалл специальным образом ориентирован относительно светового пучка. Он должен быть ориентирован так, чтобы его оптическая ось была параллельна направлению распространения излучения.

Акустооптическая модуляция добротности. В этом методе модуляции используется явление *дифракции света на ультразвуковой волне*. Пусть в некоторой среде (твердой или жидкой) распространяется плоская ультразвуковая волна, возбуждаемая пьезопреобразователем. При этом в среде возникают механические напряжения, связанные с локальными сжатиями и разрежениями. Через *фотоупругий эффект* напряжения воздействуют на показатель преломления среды. В результате в среде образуются различающиеся показателем преломления *периодические слои* (с периодом, равным длине звуковой волны Λ), перемещающиеся со скоростью звука. При прохождении света через такую среду происходит дифракция на пространственной периодической структуре, обусловленной периодическими изменениями показателя преломления.

Схема лазера с акустооптической модуляцией добротности резонатора показана на рис. 3.4,г. Световая волна внутри акустооптического модулятора (его называют также акустооптическим затвором) образует с плоскостью фронта ультразвуковой волны угол θ, который должен удовлетворять соотношению

$$2\Lambda\sin\theta = \lambda, \tag{3.7}$$

где λ — длина волны света в среде. Для этого затвор должным образом ориентируют относительно оси резонатора. Угол θ называют углом Брэгга. Заметим, что соотношение (3.7) есть модификация соотношения (3.1).

Если пьезопреобразователь выключен (ультразвуковая волна отсутствует), световой пучок проходит через акустооптический затвор беспрепятственно. При включении пьезопреобразователя падающий световой пучок (обозначим его интенсивность через I_0) будет частично преобразовываться в дифрагированный пучок (интенсивность I_1), показанный на рис. 3.4,г пунктирной прямой. Чем ближе к единице отношение I_1/I_0 , тем меньше пропускание затвора. Отношение I_1/I_0 называют эффективностью акустооптического затвора.

Быстродействие акустооптических затворов (время переключения добротности) примерно 10^{-7} с. Для уменьшения времени переключения надо уменьшать диаметр светового пучка в той точке, где помещается затвор, т. е. надо фокусировать световой пучок в затвор. Тогда будет уменьшаться время, в течение которого ультразвуковая волна пересекает пучок света; тем самым будет уменьшаться время, в течение которого возникает (или исчезает) дифрагированный световой пучок. Однако следует иметь в виду, что при фокусировке светового пучка уменьшается эффективность затвора I_1/I_0 , т. е. увеличивается пропускание затвора в запертом состоянии.

Пассивная модуляция добротности в лазере с просветляющимся фильтром. Рассмотренные выше методы модуляции добротности называют активными. Этим подчеркивается тот факт, что управление потерями осуществляется в результате команды извне. Наряду с активной применяют также пассивную модуляцию добротности. Она реализуется «автоматически», без использования внешних сигналов.

Чтобы реализовать пассивную модуляцию добротности резонатора, достаточно поместить внутрь резонатора нелинейный элемент — резонансный поглотитель, способный просветляться под действием падающего на него излучения, высвечиваемого активным элементом (так называемый просветляющийся фильтр); см. рис. 3.5, а. Вещество фильтра содержит специальные поглощающие центры (атомы или молекулы), в системе уровней которых есть переход соответствующий рабочему переходу в активных центрах. Это есть переход на длине волны генерируемого лазером излучения.

Для простоты будем полагать, что поглощающий центр имеет всего два энергетических уровня; назовем их нижним и верхним. Плотность заселенностей этих уровней обозначим соответственно через n₁ф и n₂ф. Коэффициент резонансного поглощения на переходе между рассматриваемыми уровнями можно представить в виде

$$\eta_{\Phi} = \sigma_{\Phi} \left(n_{1\Phi} - n_{2\Phi} \right), \qquad (3.8)'$$

где σ_{ϕ} — сечение вынужденных процессов в данном переходе. Выражение (3.8) следует из (1.36) для коэффициента усиления, если вместо рабочего перехода в активных центрах рассматривать



Рис. 3.5. Пассивная модуляция добротности резонатора при помощи просветляющего фильтра

соответствующий переход в поглощающих центрах фильтра и при этом изменить знак разности заселенностей уровней. Уместно напомнить, что усиление может рассматриваться как отрицательное поглощение. Выражение (3.8) показывает, что резонансное поглощение обусловлено преобладанием процессов поглощения света над процессами вынужденного испускания.

В исходном состоянии (когда еще не началась генерация) все

поглощающие центры находятся на нижнем уровне, поэтому $n_{2\phi} =$ =0. Это состояние фильтра называют непросветленным; оно характеризуется максимальным значением коэффициента резонансного поглощения. Предположим, что импульс накачки возбудил активные шентры в активном элементе, обеспечил инверсию заселенностей рабочих уровней. Несмотря на сильно выраженную инверсию, генерация пока еще не развивается из-за высоких потерь, вносимых непросветленным фильтром. Однако возбужденные активные центры могут самопроизвольно переходить на нижний рабочий уровень. Спонтанно испущенные фотоны инициируют новые переходы в активных центрах, приводящие к появлению небольших лавин вторичных фотонов. Некоторые из таких фотонных лавин распространяются вдоль оси резонатора и поглощаются в центрах фильтра. При этом последние переходят с нижнего уровня на верхний, в результате чего растет $n_{2\phi}$ и, как следствие, уменьшается коэффициент резонансного поглощения фильтра. Фильтр начинает понемногу просветляться. Начавшийся процесс просветления фильтра способствует, в свою очередь, дальнейшему развитию высвечиваемых активным элементом фотонных лавин. В итоге наступает момент, когда фильтр быстро просветляется полностью, добротность резонатора резко возрастает и происходит быстрый и бурный процесс генерации лазерного импульса.

На рис. 3.5,6 показано, как заселены уровни поглощающих центров в непросветленном состоянии фильтра, а на рис. 3.5,6 — в полностью просветленном состоянии. В последнем случае имеем $n_{1\phi}=n_{2\phi}$ и, следовательно, $\eta_{\phi}=0$. Это означает, что процессы поглощения света и вынужденного испускания на переходе между рассматриваемыми уровнями поглощающего центра теперь взаимно скомпенсированы и фильтр не поглощает и не усиливает проходящий сквозь него световой поток на длине волны генерации.

После того как лазерный импульс высветился, поглощающие центры в фильтре за счет спонтанных переходов постепенно возвращаются на нижний уровень, и фильтр снова переходит в непросветленное состояние. Характерное время, в течение которого фильтр возвращается в непросветленное состояние, называют временем релаксации фильтра.

В качестве просветляющихся сред часто используются растворы органических красителей — цианиновых (фталоцианина и криптоцианина) и полиметиновых. Цианиновые красители используют в лазерах на рубине, полиметиновые — в лазерах, активированных неодимом.

§ 3.3. ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Современная лазерная техника позволяет получать световые импульсы различной длительности — от миллисекунд (10^{-3} с) до наносекунд (10^{-9} с) и даже пикосекунд (10^{-12} с). Реализованы режимы генерации как одиночных импульсов, так и их последовательностей, характеризующихся различной частотой следования импульсов — в широком диапазоне примерно до 10 МГц (до 10⁷ импульсов в секунду). В режиме синхронизации мод частота следования импульсов составляет 0,1...1 ГГц (10^8 10^9 импульсов в секунду).

Режим свободной генерации. Термин «свободная генерация» объединяет фактически несколько режимов генерации. Их общая черта — отсутствие какого-либо специального управления генерацией, какого-либо воздействия на нее при помощи внешних сигналов или нелинейных элементов (т. е. элементов, характеристики которых меняются в зависимости от мощности излучения, генерируемого в активном элементе). В частности, отсутствует какая-либо модуляция (как активная, так и пассивная) добротности резонатора.

При импульсной накачке в режиме свободной генерации высвечивается импульс, соответствующий по длительности импульсу возбуждения. Для твердотельных лазеров его длительность составляет 0,1...1 мс; в лазерах на красителях, где используют более короткие импульсы накачки, длительность высвечиваемого импульса может составлять всего 1 мкс. Высвечиваемый импульс обнаруживает тонкую структуру: на начальном этапе он состоит из последовательности более коротких импульсов длительностью порядка 0,1 мкс. Эта последовательность импульсов представляет собой затухающие пульсации выходной мощности, характерные для начала процесса генерации (см. рис. 3.6). Возможны также незатухающие пульсации мощности; они связаны с нестабильностью параметров резонатора и с нелинейностями в резонаторе.



Рис. 3.6. Структура светового импульса, высвечиваемого в режиме свободной генерации

Генерация гигантских импульсов. Используя активную или пассивную модуляцию добротности резонатора, можно реализовать в лазерах с импульсной накачкой режим генерации так называемых гигантских импульсов. Рассмотрим сначала случай активной модуляции добротности. Управляя добротностью резонатора, предварительно обеспечивают достаточно высокий уровень позерь в резонаторе, т. е. специально *поднимают* порог генерации. Это позволяет реализовать значительную инверсную заселенность рабочих уровней. Затем по сигналу извне уровень потерь, а следовательно, и порог генерации быстро понижаются до минимального возможного значения; в результате начальная разность $n_2 - n_1$ (напоминаем, что n₁ н n₂ — плотность заселенностей соответственно нижнего и верхнего рабочих уровней) оказывается существен-. но выше нового порога, отвечающего малым потерям. В этих условиях высвечивается короткий световой импульс большой мощности — гигантский импульс. Его мощность тем больше, чем значительнее превышение *начальной* разности n_2 — n_1 (реализуемой при низкой добротности резонатора) над пороговым значением разности $n_2 - n_1$, отвечающим высокой добротности резонатора. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает 10⁹ Вт. Длительность гигантского импульса 10...50 нс. Минимальная длительность может достигать 1...3 нс.

На рис. 3.7, а показан процесс развития во времени гигантского импульса при активной модуляции добротности (при условии, что добротность достаточно быстро изменяется от минимального значения до максимального). На рисунке представлены четыре функции от времени: I(t) (мощность генерируемого излучения); N(t) = $=n_2(t) - n_{1'}(t); Q(t)$ (добротность резонатора); $N_{\text{пор}}(t)$ (пороговое значение разности n_2 — n_1 ; заметим, что $\hat{N}_{\text{пор}} \sim 1/Q$). В качестве начального выбран момент времени, когда график функции $N_{\text{пор}}(t)$ пересекается с графиком N(t); именно в этот момент и начинается процесс генерации. Поскольку этот процесс начинается, как уже не раз подчеркивалось, от спонтанных переходов или. как говорят, от уровня шумов, то вначале он идет медленно. На рисунке хорошо видно, что вначале мощность излучения нарастает медленно, линейно во времени, причем этап линейного разви*тия* импульса оказывается относительно длительным — порядка

100 нс. Почти вся энергия гигантского импульса высвечивается на втором, относительно коротком (порядка 10 нс) этапе, называемом этапом нелинейного развития. Через t_1 обозначен промежуток времени, отвечающий этапу линейного, а через t_2 — нелинейного развития импульса. На первом этапе инверсная заселенность рабочих уровней практически не меняется; лишь на втором этапе функция N(t) быстро уменьшается.



Рис. 3.7. Процесс развития лазерного импульса при модуляции добротности: *а*-активной; *б*-пассивной; *в*-активной с использованием отрицательной обратной связи

Для реализации режима генерации гигантских импульсов при пассивной модуляции добротности применяют просветляющиеся фильтры, характеризующиеся достаточно высокой плотностью поглощающих центров и относительно большим временем релаксации; кроме того, сечение вынужденных переходов в фильтре дол-

жно быть существенно больше сечения вынужденных переходов в активном элементе. Процесс развития гигантского импульса при использовании просветляющегося фильтра показан на рис. 3.7,6. процесс начинается в тот момент, когда увеличиваю-Этот щаяся благодаря накачке функция N(t) пересекается с функцией $N_{\text{пор}}(t)$. Последняя функция отражает зависимость от времени коэффициента резонансного поглощения фильтра. В отличие от активной модуляции в данном случае линейное развитие импульса происходит в условиях не низких, а, наоборот, высоких потерь. так как фильтр просветляется фактически лишь на этапе нелинейного развития импульса (одновременно с быстрым уменьшением функции $N_1(t)$). Поэтому длительность t_1 этапа линейного развития импульса оказывается при пассивной модуляции добротности примерно на порядок больше, чем при активной модуляции (теперь $t_1 \approx 1$ мкс). Что же касается длительности t_2 этапа нелинейного развития (длительности высвечиваемого импульса) и максимальной мощности импульса, то они остаются такими же, как и при активной модуляции добротности.

Увеличение длительности импульса за счет отрицательной обратной связи. Предположим, что осуществляется управление потерями в резонаторе следующим образом: когда мощность генерируемого излучения нарастает, потери увеличиваются, а когда мощность излучения начинает спадать, потери уменьшаются. В этом случае говорят о наличии отрицательной обратной связи.

Отрицательная обратная связь оказывает тормозящее воздействие на развитие процессов вынужденного испускания. Поэтому снятие инверсии в активной среде совершается более длительное время. Это означает, что более длительное время протекает процесс формирования выходного светового импульса; длительность импульса возрастает, его максимальная мощность уменьшается.

Отрицательную обратную связь можно реализовать разными способами. Укажем один из них — способ, основанный на использовании двихфотонного поглощения света В полупроводнике. Предположим, что внутрь лазерного резонатора помещена пластинка полупроводника, ширина запрещенной зоны Е₀ которого удовлетворяет условию $hv < E_0 < 2hv$, где v — частота рабочего перехода в активной среде. Например, для лазеров с ионами неодима в качестве активных центров указанное условие выполняется при использовании GaAs и CdSe. При относительно небольших интенсивностях излучение на частоте у проходит сквозь полупроводниковую пластинку, не поглощаясь, поскольку энергия фотона hv недостаточна для того, чтобы обеспечить квантовый переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Однако с увеличением интенсивности излучения появляется возможность того, что электрон в валентной зоне поглотит сразу два фотона и, приобретя энергию 2hv, совершит переход в зону проводимости. Вероятность двухфотонного поглощения света увеличивается по мере возрастания его интенсивности. Это означает, что с ростом интенсивности излучения, генерируемого в активном элементе. увеличиваются (автоматически) потери, вносимые в резонатор полупроводниковой пластинкой; наблюдается явление затемнения полупроводника.

На рис. 3.7, в показан процесс развития светового импульса в импульсно накачиваемом лазере с активной модуляцией добротности, когда в резонатор, наряду с электрооптическим затвором, помещена пластинка полупроводника, затемняющегося под действием света на длине волны генерации. Благодаря автоматически действующей в данной схеме отрицательной обратной связи гигантский импульс растягивается во времени; его длительность оказывается равной 0,1...1 мкс. Соответственно уменьшается и максимальная мощность импульса.

Генерация последовательности импульсов с высокой частотой следования. На практике часто требуется иметь управляемую регулярную последовательность световых импульсов, следующих друг за другом с достаточно высокой частотой. Для этого используют лазеры с непрерывной накачкой. Для генерации последовательности импульсов в непрерывно накачиваемых лазерах сначала пытались применять оптико-механические (вращающиеся) модуляторы. Однако этот метод оказался малоинтересным из-за плохой воспроизводимости амплитуды излучения от одного генерируемого импульса к другому (что связано с плохой воспроизводимостью положения отражающей плоскости вращающегося элемента). Широкое признание получили появившиеся позднее акистооптические модуляторы.

Характерная частота следования импульсов при акустооптической модуляции добротности в непрерывно накачиваемом лазере составляет 10 кГц; длительность отдельного импульса 0,1...1 мкс, мощность импульса в максимуме порядка 10³ Вт, средняя мощность генерируемого излучения 1...10 Вт.

Повышению частоты следования импульсов препятствует тот факт, что каждый из импульсов должен пройти в своем развитии относительно длительный этап линейного развития (см. рис. 3.7). Если не принимать специальных мер, направленных на сокращение длительности этого этапа, то максимально достижимая частота следования импульсов оказывается равной примерно 50 кГц.

Значительно более высокая частота следования импульсов может быть реализована в непрерывно накачиваемом лазере, работающем в режиме разгрузки резонатора (cavity-dumping), называемом также режимом модуляции нагрузки. В этом случае используют высокодобротный резонатор, оба зеркала которого являются полностью отражающими. В резонаторе имеется быстродействующий модулятор (переключатель), который под действием внешнего сигнала выводит в течение коротких промежутков времени часть излучения из резонатора.

Допустим, что переключатель не включен, а накачка тем временем действует. В этих условиях происходит нарастание плотности поля излучения внутри резонатора (за счет преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения). Непрерывно действующая накачка будет при этом все время поддерживать инверсную заселенность рабочих уровней над порогом генерации. В данном случае генерация фактически уже идет, однако излучение заперто внутри резонатора. Когда на короткое время включается переключатель, из резонатора выводится короткий световой импульс — резонатор частично «разгружается» от накопившегося в нем излучения.

Сопоставим режимы активной модуляции добротности и разгрузки резонатора. В первом случае плотность поля излучения внутри резонатора в исходном состоянии (когда добротность низка) очень мала; лазер находится ниже порога генерации. При переключении добротности начинается развитие генерации, одновременно формируется выходной импульс, высвечиваемый через полупрозрачное зеркало резонатора. Формирование импульса начинается от уровня шумов, что и обусловливает длительный этап линейного развития. В отличие от режима модуляции добротности режим разгрузки резонатора характеризуется высокой добротностью резонатора в исходном состоянии; лазер находится выше порога генерации. До того как выходной импульс начнет формироваться, генерация *уже идет*, и резонатор наполнен фотонами. Подчеркнем: если в режиме модуляции добротности генерация начинается после подачи управляющего сигнала на модулятор, то в режиме разгрузки резонатора модулятор (переключатель) включается в уже генерирующем лазере. Это существенно сокращает процесс формирования выходного импульса (в развитии импульса нет этапа линейного развития). В результате появляется возможность реализации более высоких частот следования световых импульсов.

Типичные характеристики режима разгрузки резонатора: частота следования импульсов 100 кГц...10 МГц, длительность отдельного импульса 10...100 нс, средняя мощность генерируемого излучения 1...10 Вт.

§ 3.4. СВЕРХКОРОТКИЕ (ПИКОСЕКУНДНЫЕ) ИМПУЛЬСЫ

Рассмотрим отдельно режим *синхронизации продольных мод*, позволяющий генерировать последовательность сверхкоротких световых импульсов длительности 1...10 пс (10⁻¹²...10⁻¹¹ с) и мощности в максимуме до 10¹² Вт.

Режим синхронизации продольных мод. Продольные моды располагаются по шкале частот эквидистантно — расстояние между любыми соседними модами постоянно: $\Delta v' = c/2Ln$ [см. (1.55)]. На ширине Δv линии усиления помещается $m = \Delta v / \Delta v'$ продольных мод. Предположим, что эти моды синхронизованы по фазе, т. е. разность фаз двух любых соседних мод постоянна. В этом случае будет происходить взаимная интерференция мод (употребляется гакже термин «сцепление мод» — mode locking), в результате чего возникает последовательность сверхкоротких световых импульсов. Длительность т отдельного импульса определяется шириной: линии усиления или, иначе говоря, числом синхронизованных мод:

$$\tau \approx 1/\Delta v \approx 1/m\Delta v'. \tag{3.9}$$

Мощность сверхкороткого импульса оказывается примерно в *m* раз больше мощности излучения в отсутствие синхронизации. мод. Период следования сверхкоротких импульсов

$$T \approx 1/\Delta \mathbf{v}' = 2Ln/c. \tag{3.10}$$

Ширина линии усиления для твердотельных неодимовых лазеров составляет примерно 10^{10} Гц, а для лазеров на органических красителях — около $10^{12} \dots 10^{13}$ Гц. Полагая $\Delta v' \approx 10^7$ Гц, получаем отсюда, что максимально возможное число продольных мод равно для указанных лазеров соответственно 10^3 и $10^5 \dots 10^6$.

На рис. 3.8, а дано приблизительное (без строгого учета количественных соотношений) сопоставление гигантского импульса и последовательности сверхкоротких импульсов в лазере с импульсной накачкой. На рисунке показано превращение гигантского импульса (он на рисунке заштрихован) в последовательность сверхкоротких импульсов при синхронизации продольных мод.

Рис. 3.8. Режим синхронизации продольных мод:

а — гигантский импульс и последовательность сверхкоротких импульсов; б — резонатор, в котором предотвращена селекция продольных мод (АЭ — активный элемент; ПФ — просветляющийся фильтр, используемый при пассивной синхронизации мод)



Реализация режима синхронизации продольных мод. Преждевсего необходимо выбрать активную среду с достаточно широкой линией люминесценции. Это могут быть, например, кристалл или стекло, активированные неодимом. Еще более предпочтительны растворы органических красителей. Затем следует принять меры к предотвращению селекции продольных мод (в данном случае принципиально важен многочастотный режим генерации). Речь идет об интерференционной селекции мод, которая всегда происходит в обычных резонаторах благодаря наличию в них ряда дополнительных отражающих плоскостей, например, торщов активного элемента, подложек зеркал и т. п. Для предотвращения интерференционной селекции мод стремятся устранить дополнительные отражающие плоскости. С этой целью зеркальные покрытия наносят на клиновидные подложки, а торцы активного элемента срезают под углом Брюстера (см. рис. 3.8,6).

Наконец, необходимо синхронизировать продольные моды, иными словами, связать их по фазе. Применяется как активная, так и пассивная синхронизация. Из активных способов синхронизации наиболее широко используют акустооптический. Как и в акустооптическом затворе, в акустооптическом синхронизаторе происходит рассеяние света на ультразвуковой волне (правда, уже не на бегущей, а на стоячей волне). Акустооптический синхронизатор модулирует во времени потери в резонаторе практически по закону синуса; период модуляции подбирают равным времени T, определяемому соотношением (3:10). Периодическая модуляция амплитуды излучения, реализуемая на частоте 1/T, превращает моду, имеющую частоту v_1 , в три синфазные моды — на частотах v_1 , v_1 + $\pm 1/T$, v_1 —1/T. Частоты $v_1 \pm 1/T$ совпадают с частотами мод, являющихся соседними по отношению к рассматриваемой моде с частотой v_1 . В результате и происходит синхронизация продольных мод.

При пассивной синхронизации продольных мод помещают внутрь резонатора лазера просветляющийся фильтр (рис. 3.8,6). Существенно, что время релаксации фильтра должно быть заметно меньше *T*. Можно показать, что использование такого фильтра приводит, как и при активной синхронизации, к периодической во времени амплитудной модуляции излучения и, как следствие, к связыванию мод по фазе.

Выделение мощного светового импульса из начального профиля интенсивности поля излучения. Существует наглядное объяснение того, как возникают сверхкороткие световые импульсы в лазере с быстро релаксирующим просветляющимся фильтром. Ha этапе, предшествующем просветлению фильтра, формируется внутри резонатора поле излучения, временной профиль которого содержит многочисленные флуктуации интенсивности разной амплитуды. Этот профиль приблизительно повторяется через промежуток времени, равный времени обхода излучением резонатора (иначе говоря, равный времени двойного прохода излучения по резонатору — туда и обратно). Из (3.10) видно, что указанный промежуток времени как раз и есть параметр *T*; его называют периодом резонатора.

Характерный исходный профиль поля на периоде резонатора показан на рис. 3.9, а. Видно, что он содержит один ярко выраженный импульс. На стадии просветления фильтра именно этот импульс и пройдет сквозь фильтр, а следовательно, дополнительно усилится за очередной проход через активный элемент. Если фильтр быстро релаксирует, то он тут же «захлопывается» за указанным импульсом и тем самым «преграждает дорогу» менее интенсивным флуктуациям интенсивности поля излучения. Таким образом, быстро релаксирующий фильтр обладает способностью выделять (как говорят, подчеркивать) наиболее интенсивные флуктуации поля излучения, возникшие в исходном профиле, и, напротив, подавлять остальные, менее интенсивные флуктуации. В результате профиль поля излучения от одного периода резонатора к другому будет постепенно деформироваться — энергия, заключенная во всевозможных флуктуациях, будет перераспределяться, сосредоточиваясь в одном импульсе; будет происходить возрастание интенсивности этого импульса и одновременно уменьшение его длительности. Конечный профиль поля излучения, сформировавшийся уже на стадии просветления фильтра, показан на рис. 3.9,б. Хорошо виден характер изменения профиля в результате взаимодействия излучения с фильтром в процессе просветления последнего.

Итак, при наличии внутри резонатора малоинерционного фильтра может реализоваться картина «гуляющего» по резонатору (от зеркала к зеркалу) одиночного светового импульса. Амплитуда импульса вначале растет, а затем (по мере того, как ис-





Рис. 3.9. Характерный исходный профиль поля на периоде резонатора (a) и конечный профиль поля (б)

Рис. 3.10. Последовательность сверхкоротких импульсов при полной (a) и неполной (б, в) синхронизации мод

черпывается переданная активному элементу энергия импульса накачки) постепенно убывает. Регулярно, через промежуток времени T этот импульс подходит к выходному зеркалу резонатора и всякий раз частично высвечивается. В результате выходное излучение лазера будет иметь характер регулярной последовательности световых импульсов, следующих друг за другом через промежуток времени T (рис. 3.10,*a*).

В реальных условиях описанная идеальная картина может не иметь места. Во-первых, фильтр может не успеть «захлопнуться» перед близко следующим более слабым импульсом. Тогда будет наблюдаться последовательность выходных световых импульсов, показанная на рис. 3.10,6. Во-вторых, флуктуационная природа исходного профиля поля излучения может привести к возникновению двух или более одинаково интенсивных начальных импульсов, которые в равной мере будут подчеркиваться фильтром. В результате за период резонатора сформируется не один, а два или более интенсивных коротких импульсов (рис. 3.10,*в*).

Примечание. Изложенное описание явления генерации сверхкоротких световых импульсов в лазере с просветляющимся фильтром может быть названо временным описанием. При таком описании процесс формирования последовательности сверхкоротких импульсов рассматривается как процесс регулярного (повторяющегося через время T) высвечивания части энергии мощного флуктуационного выброса в профиле поля, выделенного и подчержнутого просветляющимся фильтром. Картина «гуляющего» внутри резонатора мощного импульса может использоваться и при рассмотрении активной синхронизации мод. Напомним, что потери, вносимые акустооптическим синхронизатором, промодулированы во времени с периодом Т. «Гуляющий» внутри резонатора импульс (будет проходить сквозь синхронизатор всякий раз в момент времени, отвечающий наименьшим потерям.

Наряду с указанным способом описания используется спектральное описание данного режима генерации, когда процесс формирования последовательности импульсов рассматривается как результат интерференции большого числа эквидистантных по частоте продольных мод со связанными фазами.

§ 3.5. УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

Селекция основной поперечной моды. Под термином «пространственная структура поля» понимают характер распределения плотности потока излучения в плоскости поперечного сечения светового пучка. Пространственная структура поля лазерного излучения определяется, главным образом, набором генерируемых полеречных мод. Характер структуры поля для различных поперечных мод отражает рис. 1.18, где показана структура светового пятна, наблюдаемого для нескольких мод на поверхности зеркала лазерного резонатора.

Часто желательно обеспечить генерацию лишь одной поперечной моды — *основной* моды ТЕМ₀₀. В этом случае реализуется наиболее равномерное распределение плотности потока по сечению пучка и при этом достигается наименьшая расходимость пучка. Поле моды ТЕМ_ю в наибольшей степени (по сравнению с другими поперечными модами) сконцентрировано вблизи оси резонатора. Поэтому наиболее простой способ селекции моды ТЕМод предполагает внесение внутрь резонатора диафрагмы (экрана с отверстием с щентром на оси резонатора). Появление в резонаторе диафрагмы вносит определенные потери. Для моды ТЕМоо эти потери оказываются наименьшими (вследствие концентрации поля вблизи оси резонатора). Подбирая апертуру диафрагмы и положение диафрагмы на оси резонатора, можно обеспечить генерацию моды ТЕМ₀₀ и в то же время предотвратить генерацию остальных поперечных мод.

Использование неустойчивых резонаторов. В свое время считали, что лазерная генерация при использовании неустойчивого резонатора невозможна, поскольку такой резонатор не удерживает внутри себя излучение. Однако исследования продемонстрировали жизнеспособность лазеров с неустойчивыми резонаторами. Как оказалось, такие резонаторы можно использовать тогда, когда активная среда обладает достаточно большим усилением — не ниже 10...20% на проход по резонатору. При этом был обнаружен ряд преимуществ неустойчивых резонаторов перед устойчивыми.

Одно из таких преимуществ — повышенные селективные свойства неустойчивых резонаторов, формирующих световые пучки с высокой степенью когерентности. С точки зрения селекции основной поперечной моды выгодно обеспечить условия, колда относительно велики дифракционные потери, поскольку дифракция приводит к срыву генерации прежде всего поперечных мод более высоких порядков. Для неустойчивых резонаторов дифракционные потери всегда велики; в этих резонаторах указанные потери выступают в роли излучательных потерь. Поэтому неудивительно, что лазер с неустойчивым резонатором генерирует обычно только основную поперечную моду TEM₀₀. При этом часто достигается предельно малая расходимость светового пучка, определяемая апертурой самого пучка (так называемая дифракционная расходимость):

$$\varphi_{\mathrm{g}} = 1,22 \,\lambda/d, \qquad (3.11)$$

где φ_д — угол расходимости светового пучка, λ — длина волны излучения, *d* — диаметр светового пучка.

В качестве примера на рис. 2.30 был показан неустойчивый резонатор телескопического типа. Как уже отмечалось, из такого резонатора выходит излучение с практически плоским фронтом (с точностью до дифракционной расходимости).

Аподизирующие диафрагмы. Дифракция светового пучка при его прохождении через любую площадку ограниченных размеров (будь то диафрагма или торец активного элемента ИЛИ что-то иное) может приводить при больших мощностях излучения к заметным нарушениям однородного характера распределения плотности потока по сечению пучка. Могут возникать интерференционные кольца и полосы и, как следствие, значительные локальные увеличения плотности потока. Чтобы предотвратить это, применяют так называемые аподизирующие диафрагмы («мягкие апертуры»). Пропускание таких диафрагм спадает на краях плавно. постепенно, а не скачком как у обычных («жестких») апертур. Аподизирующие диафрагмы изготовляют, применяя напыление на подложку поглощающего слоя переменной толщины.

Аналогом аподизирующих диафрагм являются применяемые в неустойчивых резонаторах зеркала со сглаженным краем, т. е. зеркала, у которых коэффициент отражения спадает на краях не скачком, а плавно. Такие зеркала существенно уменьшают дифракционные эффекты на крае выходного зеркала неустойчивого резонатора.

§ 3.6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Нелинейная поляризация среды. В долазерной оптике справедливо считалось, что характеристики среды *не зависят* от интенсивности света, проходящего через среду. Нелазерные источники света обеспечивали напряженность светового поля не выше примерно 10⁵ В/м; внутриатомные же поля характеризуются напряженностями 10⁸...10¹² В/м. При таком «соотношении сил» световая волна не может сколь-либо заметно повлиять на внутриатомные поля, а следовательно, и на характеристики вещества. Поэтому отклик среды (поляризация среды P) на внешнее воздействие (на напряженность поля световой волны E) оказывается линейным:

$$P = \alpha E \tag{3.12}$$

(а — диэлектрическая восприимчивость среды). Отсюда и происходит термин «линейная оптика», используемый в применении к долазерной (некогерентной) оптике.

С появлением лазера ситуация радикально изменилась. Высокая степень когерентности лазерного излучения позволяет осуществлять необычайно сильную пространственную концентрацию световой мощности. На практике это реализуется, благодаря малой расходимости излучения и возможности получать световые импульсы с очень высокой мощностью в максимуме. Лазеры позволяют получать световые поля напряженностью до 10¹⁰... ...10¹¹ В/м; теперь напряженность поля световой волны уже сопоставима с напряженностью внутриатомных полей. В результате диэлектрическая восприимчивость оказывается функцией от напряженности поля волны. Как показывает теория, эта функция может быть представлена в виде суммы быстро убывающих слагаемых:

$$\alpha(E) = \alpha_0 + \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \dots$$
 (3.13)

(α₀, α₁, α₂,... — параметры данной среды, характеризующие ее поляризуемость). Ограничимся в (3.13) двумя слагаемыми в правой части соотношения. В этом случае (3.12) принимает вид

$$P = \alpha(E)E = \alpha_0 E + \alpha_1 E^2. \tag{3.14}$$

Существенно, что соотношение (3.14) является *нелинейным* относительно напряженности светового поля. Отклик среды на внешнее воздействие оказывается теперь нелинейным. Отсюда происходят термины «нелинейная оптика», «нелинейная среда». Слагаемое

$$P_{\mathrm{H}\mathrm{J}} = \alpha_1 E^2 \tag{3.15}$$

в соотношении (3.14) называют *нелинейной поляризацией* среды, а параметр α₁ — *нелинейной восприимчивостью*.

Взаимодействия световых волн в нелинейных средах. Предположим, что по нелинейной среде (среде с нелинейной поляризацией) бежит вдоль оси *z* со скоростью *v*₁ плоская монохроматическая световая волна частоты *v*. Уравнение такой волны

$$E_1(z, t) = E_{01} \cos[2\pi v (t - z/v_1)]. \qquad (3.16)$$

Подставляя (3.16) в (3.15) и используя соотношение $\cos^2\beta = (1 + +\cos 2\beta)/2$, получаем

$$P_{\rm HJI}(z, t) = \frac{1}{2} \alpha_1 E^2_{01} + \frac{1}{2} \alpha_1 E^2_{01} \cos\left[4\pi v \left(t - \frac{z}{v_1}\right)\right]. \quad (3.17)$$

Видно, что по среде распространяется в том же направлении и с той же скоростью волна поляризации, характеризующаяся, од-

нако частотой, равной не v, а 2v. Волну поляризации можно рассматривать как своеобразную «излучающую антенну», бегущую по среде со скоростью v₁. При определенных условиях эта «антенна» может приводить к излучению новой световой волны. Частота *переизлученной световой волны* будет равна частоте волны поляризации. Уравнение переизлученной световой волны запишем в виде

$$E_{2}(z, t) = E_{02} \cos[4\pi v (t - z/v_{2})]. \qquad (3.18)$$

Амплитуда E_{02} выражается через амплитуду E_{01} и нелинейную восприимчивость α_1 , а также через другие параметры среды. Скорость v_2 переизлученной волны отличается от скорости v_1 исходной световой волны, поскольку показатель преломления зависит от частоты; в соответствии с (1.2)

$$v_1 = c/n(v_1); v_2 = c/n(2v).$$
 (3.19)

Итак, в нелинейной среде световая волна частоты v, взаимодействуя сама с собой (через посредство волны нелинейной поляризации), может порождать новую световую волну — волну частоты 2v (так называемую *вторую оптическую гармонику*). Говоря о том, что световая волна взаимодействует сама с собой, мы мысленно представляем эту волну в виде двух волн одинаковой частоты.

Картина взаимодействия световых волн в нелинейной среде будет более четкой, если в качестве исходных световых волн взять две волны на разных частотах, например, v₁ и v₂. Запишем уравнение волны, представляющей собой суперпозицию этих волн:

$$E(z, t) = E_{01} \cos \left[2\pi v_1 \left(t - \frac{z}{v_1} \right) \right] + E_{02} \cos \left[2\pi v_2 \left(t - \frac{z}{v_2} \right) \right]. \quad (3.20)$$

Подставляя (3.20) в (3.15), получаем

$$P_{\rm HJ}(z, t) = a_1 E_{01}^2 \cos^2 \left[2\pi v_1 \left(t - \frac{z}{v_1} \right) \right] + a_1 E_{02}^2 \cos^2 \left[2\pi v_2 \left(t - \frac{z}{v_2} \right) \right] + 2a_1 E_{01} E_{02} \cos \left[2\pi v_1 \left(t - \frac{z}{v_1} \right) \right] \cos \left[2\pi v_2 \left(t - \frac{z}{v_2} \right) \right]. \quad (3.21)$$

Учитывая далее соотношения $\cos^2\beta = (1 + \cos 2\beta)/2$ и $\cos\beta\cos\gamma = [\cos(\beta+\gamma) + \cos(\beta-\gamma)]/2$, заключаем отсюда, что волна нелинейной поляризации, описываемая выражением (3.21), есть суперпозиция волн на частотах $2v_1$, $2v_2$, v_1+v_2 , v_1-v_2 . Такие же частоты будут иметь и переизлученные световые волны. Таким образом, взаимодействие световых волн на частотах v_1 и v_2 в среде с нелинейной поляризацией (3.15) может приводить к появлению (генерации) переизлученных световых волн на суммарной (v_1+v_2) и разностной (v_1-v_2) частотах, а также на частотах $2v_1$ и $2v_2$.

Генерация второй оптической гармоники в нелинейном кристалле. Выше отмечалось, что при определенных условиях волна нелинейной поляризации [уравнение волны (3.17)] может порождать вторую оптическую гармонику — переизлученную световую волну на частоте 2v [уравнение волны (3.18)]. Каковы же эти условия?

Напомним, что волна поляризации распространяется по среде со скоростью $v_1 = c/n(v)$, а волна второй гармоники — со скоростью $v_2 = c/n(2v)$. Чтобы передача энергии от волны поляризации к переизлученной световой волне происходила достаточно эффективно, необходимо совпадение скоростей обеих волн. Это означает, что должно выполняться условие

$$n(v) = n(2v).$$
 (3.22)

Его называют условием волнового синхронизма.

Однако каким образом можно обеспечить выполнение этого vcловия? Ответ на этот вопрос оказался довольно интересным. Он основан на использовании зависимости показателя преломления света от направления в кристалле. Ранее отмечалось, что, попадая в кристалл, световая волна превращается в две волны, имеющие разные скорости. В большой группе кристаллов (их называют одноосными кристаллами) одна из указанных световых волн именуется обыкновенной, а другая необыкновенной. Показатель преломления для обыкновенной волны не зависит от направления распространения волны, тогда как показатель преломления необыкновенной волны зависит от направления распространения. Говоря о направлении распространения световой волны, мы подразумеваем направление ее волнового вектора; в каждой точке пространства этот вектор ориентирован перпендикулярно к волновому фронту.

На рис. 3.11, а показано сечение поверхностей показателя преломления для обыкновенной (окружность) и необыкновенной волн (эллипс). Прямая ОА есть оптическая ось кристалла. Указанные



Рис. 3.11. Генерация второй оптической гармоники в нелинейном кристалле

поверхности образуют в пространстве соответственно сферу и эллипсоид вращения вокруг оси ОА. Если световая волна распространяется вдоль оптической оси кристалла, то в этом случае она не «расщепляется» на обыкновенную и необыкновенную волны. Если же волновой вектор образует с осью OA некоторый угол θ , то упомянутое «расщепление» происходит; при этом показатель преломления для обыкновенной волны равен n° , а для необыкновенной $n^{e}(\theta)$. Заметим, что индекс «о» для обыкновенной волны есть начальная буква английского слова ordinary («обыкновенный»), а индекс «е» для необыкновенной волны — начальная буква слова extraordinary («необыкновенный»). Плоскость, проходящая через волновой вектор и оптическую ось кристалла, есть так называемая плоскость главного сечения кристалла (это как раз и есть плоскость рисунка 3.11,а). Необыкновенная волна поляризована в плоскости главного сечения, а обыкновенная перпендикулярно к этой плоскости.

Показанное на рис. 3.11,а сечение поверхностей показателя преломления соответствует некоторой частоте излучения у. Предположим теперь, что частота излучения увеличилась вдвое. Показатель преломления обычно растет с увеличением частоты; следовательно, как-то увеличатся размеры сферы и эллипсоида, представляющих собой поверхности показателя преломления. На рис. 3.11, б сопоставляются сечения указанных поверхностей для частоты v (непрерывные кривые) и частоты 2v (штриховые кривые). Из рисунка видно, что штриховой эллипс пересекается с непрерывной окружностью; одна из точек пересечения есть точка В. Это означает, что при распространении световых волн в кристалле вдоль направления ОВ выполняется условие волнового синхронизма:

$$n^{o}(v) = n^{e}(2v).$$
 (3.23)

Направление OB называют направлением синхронизма, а угол Θ_{c} — углом синхронизма. Для данного направления показатель преломления обыкновенной волны на частоте v равен показателю преломления необыкновенной волны на частоте 2v.

1

Итак, условие волнового синхронизма оказывается выполненным, если световые волны распространяются в кристалле под углом θ_c к его оптической оси и если, кроме того, падающая на кристалл волна поляризована перпендикулярно к плоскости главного сечения, т. е. представляет собой обыкновенную волну. Следовательно, необходимо вырезать кристаллический образец так, как это показано на рис. 3.11, в (ОА — оптическая ось кристалла, ОВ — направление распространения световых волн) и, кроме того, позаботиться о соответствующей поляризации света, падающего на кристалл. Плоскость рисунка есть плоскость главного сечения; волна второй гармоники поляризована в этой плоскости, волна основного излучения поляризована перпендикулярно к ней. Непрерывными линиями на рисунке выделен световой пучок на частоте v, а штриховыми — на частоте 2v. Двулучепреломление приводит

к тому, что световой пучок второй гармоники испытывает некоторый снос в поперечном направлении, характеризуемый углом β , который называют углом анизотропии (несмотря на этот снос, волновой вектор второй гармоники направлен так же, как и волновой вектор основного излучения — вдоль прямой OB). Отмеченный снос приводит к уменьшению отношения мощности второй гармоники к мощности излучения, падающего на кристалл (это отношение называют эффективностью преобразования во вторую гармонику). Снос отсутствует (β =0) при так называемом 90-градусном синхронизме — когда θ_c =90°.

Генерация четвертой оптической гармоники. Четвертая гармоника может быть получена в результате удвоения частоты второй гармоники. Для этого можно воспользоваться оптической схемой, показанной на рис. 3.12. Поляризованное лазерное излучение, имеющее частоту v, сначала проходит через кристалл K-1, в ко-



тором генерируется вторая гармоника; при последующем прохождении второй гармоники через кристалл K-2 генерируется четвертая гармоника. Между кристаллами находится фильтр, пропускающий излучение на частоте 2v и не пропускающий излучение на частоте v. Плоскости главного сечения кристаллов взаимно перпендикулярны. Предположим, что излучение на частоте v поляризовано перпендикулярно к плоскости рисунка; в этом случае оптическая ось кристалла K-1 должна находиться в плоскости рисунка, тогда как оптическая ось кристалла K-2 должна находиться в плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка. В кристалле K-1 излучение на частоте v есть обыкновенная волна, а излучение на частоте 2v есть обыкновенная волна, а излучение на частоте v — необыкновенная волна, а излучение на частоте v — необыкновенная волна.

Пример, на основе взаимодействия второй гармоники с излучения. Например, на основе взаимодействия второй гармоники с излучением на основной частоте можно получить излучение на суммарной частоте (2v+v=3v) — третью гармонику. В принципе возможно получение гармоники произвольной кратности. Следует, однако, иметь в виду, что с возрастанием порядка гармоники очень быстро падает ее мощность. Так, если эффективность преобразования во вторую гармонику в схеме, показанной на рис. 3.12, составит не более 4 %. Это озназерного излучение мощности четвертой гармоники к мощности исходного лазерного излучения равно всего лишь 0,04.

Генераторы оптических гармоник. Генерация оптических гармоник (умножение оптических частот, а также сложение частот) развивается как научно-техническое направление уже более 15 лет. Многие генераторы оптических гармоник производятся промышленностью. Они базируются на развитой промышленной

технологии получения разнообразных и эффективных нелинейных кристаллов, обладающих нелинейной восприимчивостью, позволяющей при определенных условиях реализовать эффективность преобразования во вторую гармонику, равную 20...50%. Эти кристаллы характеризуются значительным двулучепреломлением, позволяющим осуществлять волновой синхронизм в достаточно широком спектральном диапазоне основного излучения. Они характеризуются также относительно высокими значениями коэффициента прозрачности и стойкостью к интенсивному лазерному излучению. В качестве примера укажем кристаллы дигидрофосфата калия (КН₂PO₄), называемые условно кристаллами KDP; дигидрофосфата аммония (NH₄H₂PO₄), называемые кристаллами ADP; дигидроарсената цезия (CsH₂AsO₄), называемые кристаллами CDA; дидейтероарсената цезия (CsD₂AsO₄), называемые кристаллами DCDA; ниобата лития (LiNbO₃); йодата лития (LiJO₃); ниобата бария-натрия (Ba₂NaNb₅O₁₅).

Значительный прогресс в создании эффективных умножителей оптической частоты связан с появлением лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. Излучение этих лазеров (1,064 мкм) оказалось весьма подходящим для эффективной генерации гармоник в видимом (0,532 мкм; вторая гармоника) И ультрафиолетовом (0,266 мкм; четвертая гармоника) диапазонах. Суммарная частота лазера на гранате с неодимом и лазера на красителе попадает в практически важный сине-фиолетовый участок спектра, где генерация мощного когерентного излучения традиционным способом затруднена.

Широко развиваются методы внутрирезонаторной генерации оптических гармоник — когда нелинейный кристалл помещается внутри резонатора лазера, в активном элементе которого генерируется излучение основной частоты. Для лазеров с непрерывной накачкой, где мощность выходного излучения существенно меньше мощности излучения внутри резонатора, такие методы позволяют значительно повысить эффективность преобразования во вторую гармонику.

Плавная перестройка частоты излучения при помощи параметрического генератора света. Выше отмечалось, что в нелинейной среде взаимодействие световых волн на частотах v_1 и v_2 может приводить к появлению переизлученной волны на разностной частоте v_1-v_2 . Соответствующее этому процессу условие волнового синхронизма требует, чтобы сумма волновых векторов волн на частотах v_2 и v_1-v_2 была равна волновому вектору волны на частоте v_1 . Если полагать, что все три волновых вектора направлены вдоль одной прямой, и учесть, что волновой вектор k для волны на частоте v есть

$$k = 2\pi v/v = 2\pi v n(v)/c,$$
 (3.24)

то упомянутое условие синхронизма можно представить в виде

$$v_2 n(v_2) + (v_1 - v_2) n(v_1 - v_2) = v_1 n(v_1).$$
(3.25)

4—5

Примечание. Генерацию второй гармоники можно рассматривать как результат взаимодействия двух световых волн, имеющих одну и ту же частогу (пусть это будет частота v). Волновой синхронизм в данном случае означает, что сумма волновых векторов волн на частоте v должна равняться волновому вектору волны на частоте v должна равняться волновому вектору волны на частоте 2v. Полагая, что все волновые векторы направлены вдоль одной и той же прямой и учитывая (3.24), представим условие волнового синхронизма для генерации второй гармоники в виде, аналогичном (3.25): vn(v) + vn(v) = 2vn(2v). Отсюда приходим к уже известному соотношению (3.22).

Поместим нелинейный кристалл внутрь оптического резонатора таким образом, чтобы направление синхронизма для рассматриваемой комбинации частот v2 и v1-v2 совпадало с оптической осью резонатора. В этом случае фотонные состояния с энергиями hv_2 и $h(v_1 - v_2)$ оказываются выделенными (согласно терминологии, введенной в § 1.5). Запустим в такой резонатор вдоль его оси когерентную световую волну от лазера на частоте v₁ — так называемую волни накачки. Волна накачки должна быть достаточно интенсивной для того, чтобы могли проявиться нелинейные свойства кристалла и чтобы был превышен уровень потерь ДЛЯ выделенных фотонных состояний. Кроме того, в соответствии С требованиями волнового синхронизма волна накачки должна быть для данного кристалла либо необыкновенной, либо обыкновенной, т. е. она должна быть соответствующим образом поляризована. Если все эти требования выполнены, то за счет энергии волны накачки могут возникнуть когерентные световые волны на частотах v_2 и $v_1 - v_2$. Волна на частоте $v_1 - v_2$ есть результат происходящего в нелинейном кристалле взаимодействия мощной волны накачки (v_1) со слабым сигналом на частоте v_2 , который выделяется из всегда имеющегося в наличии шума. Соответственно, волна на частоте v₂ — результат взаимодействия волны накачки со слабым сигналом на частоте v1-v2, присутствующим в шумовом поле. Это есть явление параметрической генерации света: световая волна на частоте v_1 преобразуется в две световых волны — на частотах v₂ и v₁—v₂. На практике это преобразование оказывается неполным; обычно преобразуется не более 40... 50% мощности волны накачки. Как и в дазере, генерация рассматриваемых световых волн начинается от уровня шумов; при этом частота v₂ (а следовательно, и частота v₁-v₂) выделяется резонатором. Заметим, что генерируемые световые волны имеют определенную поляризацию. Например, возможна ситуация, когда волна накачки является необыкновенной волной, одна из генерируемых волн — тоже необыкновенной, а другая — обыкновенной волной.

Используя параметрическую генерацию света, можно осуществить плавную перестройку частоты излучения. Предварительно отметим, что частота v_1 фиксирована; это есть частота излучения лазера. Что же касается выделяемой резонатором частоты v_2 , то она может иметь, в принципе, любое значение в пределах некоторого интервала частот, верхняя граница которого не превышает v_1 . Предположим, что существует устройство, позволяющее последовательно подстраивать под направление оси резонатора направ-

ления синхронизма, отвечающие комбинациям частот v_2 и $v_1 - v_2$ при разных значениях v_2 . Для этого можно просто слегка поворачивать нелинейный кристалл, изменяя угол θ между его оптической осью и осью резонатора. Каждому значению угла θ отвечает своя комбинация частот v_2 и $v_1 - v_2$ — та, для которой ось резонатора совпадает с направлением синхронизма. Плавно изме-

няя угол θ , можно тем самым плавно перестраивать генерируемую частоту v_2 (а следовательно, и частоту $v_1 - v_2$).

Существует несколько различных оптических схем параметрического генератора света. показана на Одна из схем рис. 3.13, а. Оба зеркала резонатора прозрачны на частоте накачки v1. Для более низких частот левое зеркало является полностью отражающим, а правое имеет некий оптимальный коэффициент отражения. Данный параметрический генератор света относится к кате-

4*



Рис. 3.13. Схемы параметрических генераторов квета:

 а — двухрезонаторного; б — однорезонаторного
 с призмой Глана — Фуко; в — призма Глана — Фуко

гории так называемых *двухрезонаторных*. Этим термином подчеркивается тот факт, что здесь генерируются одновременно *две* световых волны — на частоте v_2 и на частоте $v_1 - v_2$ (не два резонатора, а один резонатор, но обеспечивающий одновременную генерацию двух световых волн).

В однорезонаторном параметрическом генераторе света генерируется лишь одна световая волна, например волна на частоте v_2 . Чтобы предотвратить генерацию волны на частоте $v_1 - v_2$, специально повышают потери для такой волны. Это можно сделать, например, поместив в резонатор поляризационную призму Глана $-\Phi y \kappa o$ (в том случае, когда поляризации двух генерируемых волн различны, т. е. когда одна из них является обыкновенной, а другая необыкновенной). Схема такого параметрического генератора света показана на рисунке 3.13,6. Призма Глана $-\Phi y \kappa o$ в этой схеме пропускает волну на частоте v_2 , но отклоняет волну на частоте $v_1 - v_2$. Впрочем, до отклонения дело не доходит: волна на частоте $v_1 - v_2$ в этих условиях попросту не генерируется.

Призма Глана Фуко представляет собой две призмы из исландского шпата (CaCO₃), отделенные друг от друга узким воздушным зазором (см. рис. 3.13,*в*). Оптические оси обеих призм перпендикулярны к плоскости рисунка; угол ф равен 38°30′. Сквозь призму проходит, не отклоняясь, световая волна, поляризованная перпендикулярно к плоскости рисунка. Волна же, поляризованная в плоскости рисунка, претерпевает отражение на границе кристалла и воздушного зазора.

В настоящее время широко используются параметрические ге-

нераторы света на основе кристалла ниобата лития, накачиваемые излучением неодимовых лазеров. В качестве примера отметим параметрический генератор на кристалле ниобата лития, накачиваемый второй гармоникой излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом (длина волны излучения накачки 0,53 мкм). Плавная перестройка длины волны реализуется здесь в интервале 0,5...3,5 мкм с коэффициентом преобразования до 40%.

К истории возникновения нелинейной оптики. Под термином «нелинейно-оптические явления» объединяют явления, связанные с обратимым изменением физических свойств среды под действием проходящего через эту среду интенсивного света. К ним относятся, в частности, явления тенерации оптических гармоник и параметрической генерации света, рассматривавшиеся в данном параграфе. К ним относятся также явление просветления среды, рассматривавшееся в §§ 3.2 и 3.4 в связи с обсуждением просветляющихся фильтров, и явление затемнения среды, рассматривавшееся в § 3.3 на примере двухфотонного поглощения света в полупроводнике.

Первый нелинейно-оптический эксперимент был выполнен в 1925 г., когда советские физики С. И. Вавилов и В. Л. Левшин в опыте со светом высокой интенсивности (использовался искровой источник света) наблюдали уменьшение коэффициента оптического поглощения уранового стекла. В этом опыте впервые наблюдалось явление просветления среды под действием света. Однако в то время не приходилось рассчитывать на развертывание нелинейно-оптических исследований, так как отсутствовали источники мощного когерентного света. Несмотря на это, С. И. Вавилов много размышлял о возможных исследованиях нелинейных явлений в оптике. Его исключительная научная интуиция, умение видеть на много лет вперед в полной мере проявились в изданной В 1951 г. книге «Микроструктура света». В этой монографии были удивительно полно сформулированы основные задачи и намечены пути развития нового направления в оптике, которому С. И. Вавилов дал название нелинейная оптика.

С появлением лазера произошло второе (по сути дела, фактическое) рождение нелинейной оптики. В 1961 г. американский физик П. Франкен наблюдал в кристалле кварца генерацию второй гармоники излучения рубинового лазера. Советские физики Р. В. Хохлов и С. А. Ахманов установили в 1962 г. условия, при которых различные нелинейно-оптические явления (и, в частности, генерация оптических гармоник) должны протекать достаточно эффективно. Они же выдвинули и обосновали идею параметрической генерации света. Одновременно американские физики Дж. Джордмейн и Р. Терхьюн исследовали возможность выполнения условия волнового синхронизма в кристаллах.

В период с 1961 по 1963 гг. были выполнены фундаментальные исследования по нелинейной оптике группой советских ученых, возглавляемой Р. В. Хохловым, а также группой американских ученых, возглавляемых Н. Бломбергеном. К 1965 г. нелинейная оптика сформировалась как развитое, самостоятельное направление современной оптики.

§ 3.7. КОРРЕКТИРОВКА ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим еще одно применение нелинейно-оптических явлений — применение для осуществления автоматической корректировки волнового фронта лазерного излучения.

Существо проблемы. Предположим, что некий лазер дает высококогерентное излучение с почти плоским волновым фронтом. которое, однако, имеет относительно низкую мощность. Для увеличения мощности излучения используют каскад квантовых оптических усилителей — активных элементов, в которых за счет накачки обеспечена инверсная заселенность рабочих уровней активных центров. Излучение лазера пропускают сквозь этот каскад усилителей, в результате мощность излучения возрастает. К сожалению, однако, при этом заметно понижается степень когерентности излучения. Неоднородность физических свойств материала, из которого изготовлены активные элементы усилителей, деформации, наведенные в этих элементах из-за механических и тепловых напряжений, а также ряд других факторов неизбежно приводят к тому, что почти плоский вначале волновой фронт излучения оказывается в конечном счете искаженным. С увеличением числа усилителей в каскаде растет мощность излучения, но одновременно нарастают и искажения волнового фронта.

Эти искажения — неизбежное явление, наблюдаемое при распространении светового пучка по любому оптическому тракту. Под последним может пониматься каскад усилителей, но может пониматься и воздушная или водная среда, через которую пытаются реализовать, например, передачу оптических сигналов. Искажения волнового фронта в данном случае будут обусловлены турбулентностями и неоднородностями, присущими любой естественной среде.

Возникает вопрос: а нельзя ли как-то исправлять искажения волнового фронта, накапливающиеся при распространении излучения по тому или иному оптическому тракту? Нельзя ли осуществлять соответствующую корректировку волнового фронта излучения?

Положительный ответ на этот вопрос был получен, по сути дела, всего лишь десять лет назад — когда было открыто явление обращения волнового фронта в нелинейных средах. Тем самым было положено начало интенсивному развитию нового научно-технического направления — так называемой адаптивной оптики.

Примечание. Адаптивная оптика изучает физико-технические проблемы создания оптических систем, параметры которых, режимы работы и даже сама структура могут приспосабливаться (адаптироваться) к изменяющимся внешним

условиям. Адаптация осуществляется для улучшения характеристик системы, оптимизации ее поведения в тех или иных условиях.

В широком смысле к адаптивным оптическим системам следует отнести все оптические системы с цепями обратной связи, которые позволяют соответствующим образом корректировать характеристики и поведение систем. В более узком смысле под адаптивными оптическими системами понимают системы, в которых реализуется корректировка волнового фронта световых пучков, подвергающегося каким-либо искажающим воздействиям.

От обычного зеркала к «нелинейному зеркалу», обращающему волновой фронт излучения. Предположим, что лазер генерирует излучение с почти плоским волновым фронтом. Это излучение проходит сквозь активный элемент усилителя и затем отражается назад плоским зеркалом. В процессе прохождения через усилитель волновой фронт светового пучка как-то искажается. На рис. 3.14,*a* показано штриховой линией сечение такого фронта вблизи поверхности зеркала; штриховыми стрелками показаны отвечаю-





Рис. 3.14. Отражение от плоского (*a*), ют адаптивного (б) и от «нелинейного» (в) зеркал

щие рассматриваемому фронту световые лучи (напомним, что в каждой точке пространства световой луч перпендикулярен к поверхности волнового фронта). При отражении от зеркала каждый световой луч ведет себя в соответствии с законом отражения: угол падения равен углу отражения. Отраженные световые лучи показаны на рисунке непрерывными стрелками.

Теперь допустим, что вместо плоского зеркала используется зеркало, форма отражающей поверхности которого в точности повторяет форму поверхности волнового фронта пучка, падающего на зеркало (см. рис. 3.14,б). Такое зеркало с гибкой поверхностью, подстраивающейся под падающий на зеркало волновой фронт, может быть названо *адаптивным*. При отражении от адаптивного зеркала каждый световой луч оказывается повернутым точно на 180° — происходит обращение волнового фронта. С учетом обратимости хода световых лучей в оптических системах заключаем отсюда, что каждый отраженный таким образом световой луч будет возвращаться к лазеру точно по той же траектории, какую он описал при распространении от лазера к зеркалу. А это означает, что, пройдя дважды через усилитель (вперед и обратно), световой пучок будет иметь в конечном итоге тот же волновой фронт, какой он имел, выходя из лазера. Обратив волновой фронт пучка, адаптивное зеркало выполнило, таким образом, необходимую корректировку, учитывающую искажения, вносимые усилителем. В итоге получим усиленное по мощности излучение с первоначальным волновым фронтом (интенсивное излучение с высокой степенью когерентности).

Однако, каким образом можно изготовить адаптивное зеркало, в форме поверхности которого учитывались бы искажения волнового фронта пучка, накапливающиеся в конкретном оптическом тракте? Оказывается, что реализовать подобное зеркало совсем нетрудно, если воспользоваться некоторыми нелинейно-оптическими явлениями. Дело в том, что нелинейная среда может обращать волновой фронт светового пучка, посылаемого в эту среду. Иными словами, при определенных условиях нелинейная среда может функционировать как адаптивное зеркало. Существенно, что в данном случае нет необходимости выявлять, каким именно искажениям подвергается волновой фронт пучка; «нелинейное зеркало» автоматически учитывает эти искажения, поскольку любой световой луч, попавший в объем нелинейной среды, выйдет ИЗ нее назад по той же самой траектории, по которой он распространялся, входя в среду (см. рис. 3.14, в). Здесь происходит автоматическая корректировка волнового фронта или, иначе говоря, самокорректировка. Следует помнить, что термин «нелинейное зеркало» условен, поскольку в действительности здесь нет какой-либо отражающей поверхности; отражение реализуется в объеме нелинейной среды.

Некоторые нелинейно-оптические явления, приводящие к обращению волнового фронта. Укажем всего лишь два таких явления. Первое: вынужденное рассеяние света на акустических волнах (его обычно называют вынужденным рассеянием Мандельштама— Бриллюэна). Попадая в среду, световая волна испытывает рассеяние на акустических волнах, порождаемых тепловым движением молекул среды; это есть спонтанное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна. Заметим, что при рассеянии на акустической волне, распространяющейся попутно со световой, частота рассеянного света уменьшается на значение, равное частоте звука; такой рассеянный свет называют стоксовым компонентом (по имени английского физика Стокса). При рассеянии на встречной акустической волне частота рассеянного света увеличивается — появляется антистоксов компонент. При спонтанном рассеянии света оба компонента (стоксов и антистоксов) имеют незначительную мощность по сравнению с мощностью исходного светового пучка. Иная картина наблюдается при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна, возникающем при достаточно высокой интенсивности света, падающего на среду. Термин «вынужденное» указывает на то, что теперь световая волна рассеивается на акустических волнах, которые она же сама и возбуждает в среде (за счет явления электрострикции). Интенсивность этих волн может стать значительной; в результате будет наблюдаться существенное усиление интенсивности рассеянной световой волны, причем (подчеркнем) только стоксова компонента. При некоторых условиях пространственная структура стоксова компонента, рассеянного

назад (на 180°), будет иметь волновой фронт, обращенный по отношению к фронту исходной световой волны.

Другое нелинейно-оптическое явление читателю уже знакомо; оно связано с взаимодействием световых волн в нелинейной среде. Обратимся к рис. 3.15, а. Плоская световая волна 1 с частотой





Рис. 3.15. Обращение волнового фронта при взаимодействии световых волн в нелинейной среде (a) и пример лазерной адаптивной системы (б)

2v и волновым вектором \vec{k}_1 взаимодействует в нелинейной среде с пространственно-неоднородной световой волной 2 с частотой v и волновым вектором \vec{k}_2 . В результате нелинейная среда переизлучает световую волну 3 с частотой v и волновым вектором \vec{k}_3 . Эта волна после отражения от плоского зеркала, ориентированного перпендикулярно к вектору \vec{k}_1 , превращается в волну с обращенным фронтом (по отношению к волне 2). Волновые векторы связаны друг с другом условием волнового синхронизма:

$$\overrightarrow{k_1} - \overrightarrow{k_2} = \overrightarrow{k_3}. \tag{3.26}$$

Пример лазерной адаптивной системы. Рассмотрим в качестве примера лазерную адаптивную систему, позволяющую получать мощное излучение с высокой степенью когерентности. В этой системе используется обращение волнового фронта на основе явления взаимодействия световых волн в нелинейной среде. Оптическая схема рассматриваемой системы приведена на рис. 3.15,6.

Задающий маломощный лазер генерирует высококогерентное излучение на частоте v. Излучение лазера попадает прежде всего на светоделительную пластинку $C\Pi$ -1 и расщепляется на два пучка; наиболее интенсивный проходит сквозь пластинку, а слабый отклоняется. Первый световой пучок дополнительно усиливается, проходя через усилитель, а затем возбуждает в нелинейном кристалле вторую гармонику (световую волну на частоте 2v). Зеркала 3_1 и 3_2 полностью отражают излучение на частоте v, но пропускают свободно излучение на частоте 2v. В результате вторая гармоника почти беспрепятственно проходит в нелинейную среду, играющую здесь роль «нелинейного зеркала». Это есть световая волна 1 (частота 2v, волновой вектор k_1).

Световой пучок, отраженный от пластинки СП-1, затем частично отражается от пластинки СП-2, проходит через каскад усилителей и, отразившись от зеркала 3_2 , возвращается в нелинейную среду; это есть световая волна 2 (частота v, волновой вектор \vec{k}_2). Взаимодействие волн 1 и 2 приводит к появлению в нелинейной среде переизлученной световой волны 3 с частотой v и волновым вектором \vec{k}_3 , который связан с векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 соотношением (3.26). Волна 3 распространяется навстречу световой волне, идущей от СП-2 через каскад усилителей; волна 3 имеет волновой фронт, обращенный по отношению к фронту встречной волны. В результате из системы через пластинку СП-2 выходит усиленное излучение на частоте v, имеющее в то же время почти идеальный волновой фронт.

§ 3.8. ОТКЛОНЕНИЕ И СКАНИРОВАНИЕ СВЕТОВОГО ЛУЧА

Общие замечания. Отклонить световой луч можно при помощи соответствующим образом ориентированных зеркал, призм, дифракционных решеток и т. п. Однако на практике часто требуется не просто отклонить лазерный луч, но отклонить его очень быстро. Более того, часто требуется быстро и определенным образом менять направление луча (сканировать луч). Здесь механическое поворачивание зеркал или призм не годится, так как оно совершается относительно медленно. В подобных случаях используют немеханические методы управления лазерным лучом в пространстве.

Устройства, обеспечивающие отклонение или сканирование светового луча, называют оптическими дефлекторами (от латинского deflecto — отклоняю). Различают дефлекторы непрерывного и *дискретного* отклонения. Первые используются для непрерывного сканирования луча в пространстве, а вторые для дискретного. Применяя последние, можно последовательно ориентировать луч в различных определенных направлениях или дискретно менять положение луча в пространстве при его неизменном направлении.

На практике широко используются дефлекторы электрооптического и акустооптического типа. Действие электрооптических дефлекторов основывается на электрооптическом эффекте — изменении показателя преломления среды под действием внешнего электрического поля. В акустооптических дефлекторах используется изменение показателя преломления вследствие механических напряжений в среде, возникающих при распространении по среде акустической волны. Напомним, что электрооптический и акустооптический эффекты рассматривались в § 3.2 — в связи с обсуждением способов модуляции добротности лазерного резонатора.

Электрооптические дефлекторы непрерывного отклонения. Простейший такой дефлектор представляет собой обычную треугольную призму, на торцах которой находятся металлические электроды. На эти электроды подается управляющее электрическое напряжение. Рассматриваемый дефлектор поясняется на рис. 3.16, где штриховкой выделены управляющие электроды. Для простоты полагаем, что световой луч падает на входную грань призмы нормально; в этом случае угол отклонения луча от первоначального направления (угол θ) определяется следующей формулой:

$$\theta = \arcsin(n\sin\Phi) - \Phi, \qquad (3.27)$$

где Φ — преломляющий угол призмы, n — показатель преломления материала призмы. Значение показателя преломления зависит от напряженности внешнего электрического поля. Изменяя напряжение на электродах, можно плавно менять показатель преломления n, а следовательно, и угол отклонения луча θ .



Рис. 3.16. Электрооптический дефлектор непрерывного отклонения



Рис. 3.17. Электрооптический дефлектор дискретного действия (двухкаскадная кхема)

Поместив на пути луча последовательно два призменных дефлектора, ориентированных под уголом 90° друг относительно друга, можно осуществить *двумерное* сканирование луча.

В электрооптических призменных дефлекторах применяют материалы, обладающие высокой прозрачностью (в требуемом диапазоне длин волн излучения) и обнаруживающие значительный электрооптический эффект. Большим диапазоном изменения показателя преломления под действием поля характеризуются, например, кристаллы танталата-ниобата калия (их называют также кристаллами KTN; химическая формула KTa_xNb_{1-x}O₃, где х может варьироваться от 0 до 1) и титаната бария (BaTiO₃). Примекристаллы KDP няются также и DKDP $(KH_{2}PO_{4})$ И $(KH_{2(1-x)}D_{2x}PO_4)$. Быстродействие рассматриваемых дефлекторов, определяемое минимальным временем, требуемым для переброса луча из одного крайнего положения в другое, имеет порядок 1 мкс.

Акустооптические дефлекторы непрерывного отклонения. Отклонение светового луча в акустооптическом дефлекторе можно рассматривать как результат дифракции света на ультразвуковой волне в среде. В соответствии с (3.7) заключаем, что угол отклонения луча

 $\theta = \arcsin\left(\lambda/2\Lambda\right). \tag{3.28}$

Изменяя частоту ультразвука, а следовательно, и длину волны Λ , можно плавно менять угол отклонения луча θ .

Для ультразвуковых дефлекторов используют прозрачные материалы с относительно высоким показателем преломления и хорошей фотоупругостью. Перспективными материалами считаются, в частности, молибдат свинца (PbMoO₄) и парателлурит (TeO₉).

Быстродействие рассматриваемых дефлекторов ограничено временем $\tau = d/v_0$, где d — диаметр отклоняемого светового пучка, v_0 — скорость звука. Если d=1 см, $v_0=2 \cdot 10^3$ м/с, то $\tau = 5$ мкс.

Электрооптический дефлектор дискретного действия. На рис. 3.17 изображена оптическая схема электрооптического дефлектора, позволяющего за 1 мкс менять положение в пространстве светового луча при сохранении его направления. Стрелками показаны световые лучи. Здесь К1 и К2 — одинаково ориентированные в пространстве двулучепреломляющие кристаллы (например. СаСО₃), 1 и 2 — ячейки Поккельса, которые при подаче на них электрического напряжения поворачивают на 90° плоскость поляризации луча (для этого надо ориентировать направление поля в обеих ячейках под углом 45° к направлению поляризации исходного светового луча; см. § 3.2). Ориентация кристаллов K1 и K2 такова, что исходный луч является для них обыкновенным лучом (поляризован перпендикулярно к плоскости главного сечения кристаллов).

Пусть обе ячейки выключены (напряжение не подано). Световой луч, проходя через кристаллы K_1 и K_2 , не отклоняется, являясь для них обыкновенным лучом; из дефлектора луч выходит в положении А. Пусть обе ячейки включены. Теперь при прохождении ячейки 1 плоскость поляризации луча поворачивается на 90°, он становится для кристалла K_1 необыкновенным лучом и отклоняется в нем. После поворота плоскости поляризации в ячейке 2 луч подходит к кристаллу K_2 как обыкновенный и в нем не отклоняется. В итоге из дефлектора луч выходит в положении **Б**.

5*
Легко сообразить, что, если выключить ячейку 1, но включить ячейку 2, луч выйдет из дефлектора в положении В. Наконец, при включении ячейки 1 и выключении ячейки 2 реализуется конечное положение луча Г.

Для простоты мы ограничились *двухкаскадной* схемой. При наличии в схеме *N* каскадов число возможных положений луча на выходе дефлектора равно 2^{*N*}. В современных дефлекторах такого типа уверенно реализуются 1024 положения, что соответствует десяти каскадам в схеме.

Глава четвертая

применение лазеров

Прежде всего следует отметить, что исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом представляют исключительно большой научный интерес. Лазеры находят широкое применение в современных физических, химических и биологических исследованиях, имеющих фундаментальный характер.

Ярким примером могут служить исследования в области нелинейной оптики. Как уже отмечалось, лазерное излучение, обладающее достаточно высокой мощностью, может обратимо изменять физические характеристики вещества, что приводит к различным нелинейно-оптическим явлениям.

Лазер дает возможность осуществлять сильную концентрацию световой мощности в пределах весьма узких частотных интервалов; при этом возможна также плавная перестройка частоты. Поэтому лазеры широко применяются для получения и исследования оптических спектров веществ. *Лазерная спектроскопия* отличается исключительно высокой степенью точности (высоким разрешением). Лазеры позволяют также осуществлять избирательное возбуждение тех или иных состояний атомов и молекул, избирательный разрыв определенных химических связей. В результате оказывается возможным инициирование конкретных химических реакций, управление развитием этих реакций, исследование их кинетики.

Пикосекундные лазерные импульсы дали начало исследованиям целого ряда быстропротекающих процессов в веществе и, в частности, в биологических структурах. Отметим, например, фундаментальные исследования процессов фотосинтеза. Эти процессы весьма сложны и, к тому же, протекают крайне быстро — в пикосекундной временной шкале. Использование сверхкоротких световых импульсов дает уникальную возможность проследить за развитием подобных процессов и даже моделировать отдельные их звенья.

Роль лазеров в фундаментальных научных исследованиях исключительно велика. Более подробная беседа на эту тему потребовала бы, однако, рассмотрения ряда специальных вопросов, а также соответствующей подготовки читателя. Поэтому, говоря ниже о применениях лазеров, сосредоточим внимание лишь на чисто *практических* применениях и, в частности, промышленных применениях.

При обсуждении практических применений лазеров обычно выделяют два направления. Первое направление связывают с применениями, в которых лазерное излучение (как правило, достаточно высокой мощности) используется для целенаправленного воздействия на вещество. Сюда относят лазерную обработку материалов (например, сварку, термообработку, резку, пробивание отверстий), лазерное разделение изотопов, применения лазеров в медицине и т. д. Второе направление связывают с так называемыми информативными применениями лазеров — для передачи и обработки информации, для осуществления контроля и измерений.

Рассмотрим наиболее важные практические применения лазеров. При этом везде будем обращать основное внимание не столько на конкретные технические устройства и системы, сколько на принципиальные вопросы, связанные с тем или иным применением лазеров и лазерных систем.

§ 4.1. ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ

Воздействие мощного лазерного излучения на вещество. Используя оптическую систему фокусировки, можно сфокусировать лазерный луч в световое пятно на поверхности материала, имеющее диаметр всего 10...100 мкм. В результате удается реализовать весьма высокую плотность световой мощности (высокую плотность светового потока) в пределах очень маленького участка поверхности. Предположим, что выходная мощность непрерывно генерирующего лазера составляет 1 кВт; фокусируя излучение этого лазера в пятно диаметром 100 мкм, получим плотность световой мощности (в пределах пятна), равную 10⁷ Вт/см².

Рассмотрим физические процессы, возникающие в веществе при воздействии на его поверхность лазерного излучения с высокой плотностью мощности. Когда плотность мощности, возрастая, достигает значений порядка 10⁵ Вт/см², начинается плавление материала. По мере поступления световой энергии граница между жидкой и твердой фазами (поверхность расплава) постепенно перемещается вглубь материала (рис. 4.1,а). При этом площадь поверхности расплава увеличивается, теплота начинает более интенсивно отводиться в глубинные слои за счет процессов теплопроводности, в результате устанавливается стационарная поверхность расплава.

Повысим плотность световой мощности, падающей на поверхность материала, до 10⁶ ... 10⁷ Вт/см². Теперь, наряду с плавлением, будет происходить интенсивное испарение (кипение) материала. Часть вещества перейдет в парообразное состояние, в результате чего на поверхности материала возникнет лунка, начнет формироваться отверстие (рис. 4.1,б).

При повышении плотности световой мощности до 10⁹ Вт/см² начнется эффективная ионизация светом паров вещества, что приведет к образованию высокотемпературной плазмы. Возникнув,



Рис. 4.1. Воздействие мощного лазерного иэлучения на вещество при увеличении плотности световой мощности:

а — вещество плавится; б — вещество плавится и интенсивно испаряется; в — образуется плазма, преграждающая доступ излучению к поверхности вещества

плазма начинает преграждать доступ излучению к поверхности материала (см. рис. 4.1,*в*), так как излучение интенсивно поглощается в плазме. Для обработки материалов важно, чтобы плазма не возникала; отсюда следует, что реализуемые в лазерных установках плотности световой мощности не должны быть чрезмерно высокими.

До сих пор речь шла о концентрации световой мощности в пространстве. Необходимо, однако, принимать во внимание такконцентрацию мощности во времени. Этой концентрацией же изменяя длительность мощности можно управлять, одиночных световых импульсов или частоту следования импульсов в импульсной последовательности. Предположим, что плотность световой для того, чтобы происходило мощности достаточно высока не только плавление, но и интенсивное испарение материала. Пусть при этом излучение представляет собой одиночные импульсы короткой длительности (например, 10-7 ... 10-8 с). В этом случае в материале поглощается большое количество световой энергии за очень малое время. За такое время поверхность расплава не успевает переместиться в более глубокие слои материала; в результате еще до того, как будет расплавлена сколь-либо заметная масса вещества, начнется интенсивное испарение вещества. В подобных условиях основная часть поглощаемой веществом световой энергии будет расходоваться не на плавление, а на испарение. На практике при заданной энергии лазерного импульса часто бывает целесообразно позаботиться об увеличении его длительности чтобы обеспечить достаточное время для проникновения поверхности расплава вглубь образца.

В зависимости от вида обработки и свойств конкретного материала необходимо использовать лазерное излучение с вполне определенными энергетическими и временными характеристиками. Если, например, для сварки подходят относительно менее интенсивные, и в то же время более длительные лазерные импульсы (длительностью $10^{-3} \dots 10^{-2}$ с), то для пробивания отверстий, где важно интенсивное испарение материала, подходят более интенсивные и более короткие импульсы ($10^{-4} \dots 10^{-3}$ с). Существенны также спектральные характеристики излучения, поскольку от длины волны зависит доля световой мощности, отражаемой поверхностью материала; кроме того, более коротковолновое излучение можно сфокусировать в пятно меньшего диаметра.

Лазерная сварка. Лазерная сварка успешно конкурирует с хорошо известными способами сварки — дуговой, сопротивлением, с помощью электронного пучка. Она обладает рядом преимуществ, которые делают ее во многих случаях предпочтительной или даже единственно возможной. При лазерной сварке отсутствует контакт со свариваемым образцом; поэтому нет опасности загрязнения какими-либо примесями. В отличие от электроннолучевой сварки, для которой нужен вакуум, лазерная сварка производится в атмосфере. Она может производиться также в местах, которые для других видов сварки недоступны, например, внутри отпаянного вакуумного объема для проведения там восстановительного ремонта. Большой практический интерес представляет сваривание лазерным лучом элементов микроэлектроники внутри камеры, наполненной инертным газом, так как в этом случае исключаются реакции окисления. Лазерная сварка позволяет осуществлять быстро и с высокой точностью локальное проплавление в заданной точке или вдоль заданной линии. Подвергающаяся тепловому воздействию зона имеет очень малые размеры. Это очень важно, в частности, в тех случаях, когда сварка производится непосредственной близости от чувствительных к нагреву элементов. Рисунок 4.2 иллюстрирует два конкретных примера.

Развитие лазерной сварки прошло через два этапа. Вначале развивалась точечная сварка — на основе импульсных твердотель-

ных лазеров (на рубине, на стеклах с неодимом). С появлением мощных CO₂-лазеров и лазеров на гранате с неодимом, дающих непрерывное или импульсно-непрерывное (в виде последовательности часто повторяющихся импульсов) излучение высокой мощности, ста-



Рис. 4.2. Лазерная сварка в труднодоступном месте и в среде инертного газа

ла развиваться *шовная сварка* с глубиной проплавления до нескольких миллиметров (максимально достигнутая глубина лазерной сварки составляет 2 см за один проход лазерного луча по поверхности материала).

Примеры применения точечной лазерной сварки: соединение никелевого контакта с клеммой из никелевого сплава на основании транзистора, приваривание тонких медных проводов друг к другу или к клеммам, взаимное соединение микроэлектронных компонентов. Шовная лазерная сварка с использованием излучения мощностью в несколько сотен ватт применяется для осуществления терметизации корпусов различных приборов, приваривания наконечников к лопастям газовых турбин, приварки режущих кромок из закаленной стали к полотнам металлорежущих пил, приварки циркалоевых наконечников к топливным элементам ядерных реакторов и т. д. Скорость сварки достигает 1...3 м/мин; ширина шва 0,3...0,6 мм.

В настоящее время начинает применяться шовная сварка излучением мощностью 1...10 кВт. При этом прочность сварных соединений (ширина шва порядка нескольких миллиметров) достигает величины прочности свариваемого металла. Возможна автоматическая лазерная сварка кузовов автомобилей, сварка листов титана и алюминия в судостроении, сварка газопроводов и т. д. Развивается также лазерная сварка неметаллических материалов. Для сварки деталей из обычных стекол используются лазеры мощностью 100 Вт, для сварки кварца — мощностью 300 Вт.

Лазерная термообработка. При облучении лазером поверхности металла наблюдается быстрое нагревание тонкого приповерхностного слоя в том месте, куда направлен лазерный пучск. По мере того, как пучок перемещается на другие участки поверхности, происходит столь же быстрое остывание нагретого участка. Это используют для закалки поверхностных слоев, приводящей к существенному повышению их прочности. Лазерная закалка позволяет осуществлять избирательное повышение прочности определенных участков поверхности — тех, которые в наибольшей степени подвергаются износу. Так, лазерную закалку применяют в автомобильной промышленности — для упрочнения головок цилиндров двигателей, направляющих клапанов, шестерен, распределительных валов и т. д. Лазерная закалка позволяет существенно повысить твердость поверхностного слоя при высокой скорости обработки и минимальном искажении формы и размеров обрабатываемой детали.

Для повышения твердости поверхности применяют также лазерное легирование. Легирующие присадки в виде порошка предварительно наносятся на обрабатываемую поверхность. При облучении лазером происходит плавление и взаимное перемешивание порошка и материала детали в тонком приповерхностном слое.

Термообработку обычно производят непрерывно генерирующим СО₂-лазером мощностью порядка 1 кВт.

Лазерная резка. Перечислим основные преимущества лазерной резки:

— широкий диапазон разрезаемых материалов (бумага, обычная ткань, фанера, стекло, листовой асбест, керамика, листы металла);

возможность получения тонких и точных разрезов;

— минимальное механическое воздействие, оказываемое на материал:

химическая чистота процесса резки;

— возможность осуществления резки по сложному профилю в двух и даже трех измерениях;

— возможность автоматизации процесса резки и получения тем самым высокой производительности.

Требуемая мощность лазерного излучения зависит от разрезаемого материала. Например, для резки досок толщиной 50 мм применялся CO₂-лазер мощностью 200 Вт; ширина реза составляла 0,7 мм. Для резки листов фанеры толщиной 25 мм применялся CO₂-лазер мощностью 8 кВт; скорость резания 1,5 м/мин. Резка стекла при толщине 10 мм требует более высокой мощности излучения — до 20 кВт. При резке металлов могут использоваться CO₂-лазеры, дающие излучение мощностью всего

100...500 Вт, если при этом одновременно обдувать материал струей кислорода (газолазерная резка).



Рис. 4.3. Схема резака для газолазерной резки

Схема резака для газолазерной резки показана на рис. 4.3. Значительная часть энергии, затрачиваемой на резку, получается в данном случае за счет экзотермических реакций, в которые вступают металл и кислород (горение металла в струе кислорода). Кроме того, струя кислорода сдувает и уносит из зоны резания расплав и продукты сгорания металла, а также охлаждает прилегающие к зоне резания участки металла. Использование струи кислорода при лазерной резке не только снижает требования к мощности лазерного излучения, но одновременно увеличивает глубину и скорость резания, позволяет получать качественную кромку.

Чтобы продемонстрировать, насколько широко применяется лазерная резка, приведем два примера. Первый пример связан с лазерной резкой и раскроем ткани. Соответствующая система включает в себя CO₂-лазер мощностью 100 Вт, устройства фокусировки и перемещения светового луча, ЭВМ, устройства для удержания, натяжения и перемещения ткани. В процессе резки лазерный луч движется по поверхности ткани со скоростью до 1 м/с. Диаметр сфокусированного светового пятна составляет 0,2 мм. Подобная система позволяет, например, в течение часа раскроить материал для 50 костюмов. Раскрой осуществляется с очень высокой точностью; при этом обеспечивается хорошее качество краев разреза.

Другой пример относится к резке металлов. Речь идет о широком применении лазерной резки в авиационной промышленности и, в частности, при производстве космических летательных аппаратов. С помощью лазеров осуществляют автоматизированное разрезание листов титана, стали, алюминия. Непрерывный СО₂-лазер мощностью 3 кВт разрезает лист титана со скоростью 3,5 м/мин при толщине листа 5 мм и со скоростью 0,5 м/мин при толщине листа 50 мм. Использование кислородной струи (в методе газолазерной резки) позволяет достичь примерно таких же результатов при существенно меньших мощностях (100 ... 300 Вт).

Пробивание отверстий лазерным излучением. При пробивании отверстий используется процесс интенсивного испарения материала под действием мощного лазерного импульса (одиночного либо нескольких) длительностью 10⁻⁴ ... 10⁻³ с. При этом реализуется плотность световой мощности на поверхности материала 10⁶ 10⁷ Вт/см². Плотность мощности 10⁷ Вт/см² достигается, например, если лазерный импульс длительностью 10⁻⁴ с, имеющий энергию 1 Дж, сфокусировать в световое пятно диаметром 0,3 мм. В настоящее время для пробивания отверстий наиболее широко применяются лазеры на гранате с неодимом.

Применение лазеров для пробивания отверстий в различных материалах характеризуется рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами сверления. Здесь нет сверлящего инструмента, не возникает проблема поломки и износа сверл. Для лазерного пробивания отверстий характерна высокая точность фиксирования положения отверстия, возможность ориентировки отверстия в лю-•бом направлении. Достигается наибольшее отношение глубины отверстия к его диаметру; лазером можно пробить отверстие очень малого диаметра (0,2...0,5 мм). Лазеры позволяют получать отверстия в очень хрупких материалах (например, в керамике), а также в очень твердых материалах (например, в алмазах, предназначенных для использования в качестве фильер для протягивания проволоки). Заметим, что вследствие высокой хрупкости керамики «сверление обычными методами выполняют на «сыром» материаледо того, как он подвергнется обжигу. Естественно, что при обжиге. размеры изделия, положение отверстия могут немного измениться. "Лазерная пробивка отверстий производится уже после обжига, поэтому здесь подобные проблемы не возникают. При этом можно пробивать отверстия, расположенные вблизи друг от друга, а также в непосредственной близости от края пластины.

Лазеры в микроэлектронике. Лазеры находят все более широкое применение в микроэлектронике: лазерная микросварка применяется в производстве компонентов электронных схем; испарение вещества под действием сфокусированного лазерного излучения используется для изготовления элементов электронных схем, а также для подгонки параметров компонентов к заданному номиналу. При изготовлении элементов электронной схемы сфокусированным лазерным лучом убирают (за счет испарения) часть металлической или полупроводниковой пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку. С помощью лазера можно целиком изготовить тонкопленочную схему со всеми располагающимися на ней резисторами и конденсаторами. Лазер можно использовать также для изготовления или подгонки фотошаблонов, применяемых для травления микросхем.

В качестве конкретного примера отметим систему на основе лазера на гранате с неодимом, генерирующего последовательность импульсов длительностью 200 нс и частотой следования 400 Гц (мощность импульсов в максимуме 1 кВт). При помощи объектива микроскопа лазерный пучок фокусировался в пятно диаметром 10 мкм. При перемещении пучка происходило испарение узкой полосы тонкой металлической пленки (толщиной около 1 мкм), нанесенной на сапфировую подложку; скорость перемещения лазерного пучка 2 мм/с. Полосы на поверхности подложки оказывались практически полностью очищенными от металла.

§ 4.2. ЛАЗЕРЫ В МЕДИЦИНЕ

С появлением первых лазеров начались интенсивные исследования характера воздействия лазерного излучения на живую ткань. К настоящему времени накоплен большой фактический материал по эффективному применению лазеров в медицине. Созданы промышленные образцы лазерных установок, используемых в современных клиниках.

Лазерная хирургия. Сфокусированный лазерный пучок оказался уникальным хирургическим скальпелем. Таким скальпелем можно делать бескровные операции, поскольку световое излучение попутно как бы «заваривает» кровеносные сосуды. Кроме того, такой метод хирургического вмешательства отличается исключительно высокой стерильностью, так как здесь нет контакта живой ткани с каким-либо инструментом. Наконец, для операции при помощи лазерного луча характерно отсутствие болевых ощущений, поскольку воздействие излучения на ткань совершается очень быстро (больной «не успевает» почувствовать боли).

Обычно лазерный скальпель закрепляется в некотором устройстве, обеспечивающем возможность определенных перемещений луча в пространстве, а также поворотов луча. Применение волоконной оптики позволяет вложить такой скальпель непосредственно в руку хирурга (о волоконной оптике см. ниже, в § 4.6). В этом случае лазерное излучение по гибким оптическим волокнам передается в излучатель, находящийся в руке хирурга. Внутри излучателя имеется система линз для фокусировки излучения.

Лазерное излучение эффективно воздействует на кровотечение, отсекая и останавливая его. Поэтому лазеры применяют в борьбе с кровотечениями, что особенно важно в тех случаях, когда кровь больного характеризуется плохой свертываемостью. Лазеры широко применяют в хирургии на печени, легких, а также при лечении родимых пятен и опухолей, развивающихся на кожных покровах. Обычно используются CO₂-лазеры и аргоновые лазеры.

Следует особо выделить хирургию глаза. В настоящее время стали распространенными операции по привариванию при помощи лазера отслоившейся сетчатки к глазному дну. Излучение лазера фокусируется в соответствующей точке сетчатки; оно проходит через хрусталик и стекловидное тело, не воздействуя на них. Приваривание осуществляется световым импульсом длительностью 0,01 с. «Мгновенный» характер такой операции делает ее безболезненной. Сфокусированным лазерным лучом удаляют катаракту, выжигают глазные опухоли, лечат глаукому. В последнем случае используют лазерный импульс для пробивания закупорок кровеносных сосудов, питающих глаз. В глазной хирургии применяются чаще всего неодимовые лазеры и лазеры на рубине.

Другие применения лазеров в медицине. Все более широкое применение находит лазерная терапия. Получен положительный лечебный эффект при облучении гелий-неоновым лазером трофиче-



Рис. 4.4. Лазерная хирургическая установка «Скальпель-1» (а); операция на глазе, выполняемая при помощи лазерной офтальмологической установки «Ятаган-2» (б) ских язв, длительно незаживающих ран, переломов костей. После нескольких сеансов облучения лазером во многих случаях наблюдается относительно быстрое заживание язв, ран, костных переломов.

К другим возможным применениям лазеров в медицине следует отнести *стоматологию*. Выяснено, что лазерное излучение обладает способностью избирательно разрушать пораженную кариесом зубную ткань. Лазер может быть использован вместо бормашины при лечении зубов. Лазерный луч действует в данном случае значительно быстрее бормашины и притом безболезненно.

Примеры лазерных медицинских установок. На рис. 4.4,*а* показана лазерная хирургическая установка «Скальпель-1», созданная Центральным научно-исследовательским институтом «Электроника». Она предназначена для проведения хирургических операций на мягких тканях. В ней используется луч непрерывного СО₂-лазера мощностью 10 Вт. Установка широко применяется при кожнопластических операциях (в том числе при лечении ожогов), гинекологических операциях, при лечении гнойных ран.

На рис. 4.4,6 показан момент операции на глазе, выполняемой при помощи лазерной офтальмологической установки «Ятаган-2» (созданной тем же научно-исследовательским институтом). В установке используется луч импульсного лазера на рубине с модуляцией добротности. Она предназначена для проведения микрохирургических операций различного типа на переднем отделе глаза.

§ 4.3. ЛАЗЕРНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ

Для различных промышленных, медицинских и научных применений часто требуется вещество, обогащенное каким-либо определенным изотопом данного химического элемента. В связи с этим возникает задача *разделения изотопов*, предполагающая отделение и последующее накопление нужного изотопа. Особенно важна эта задача в атомной энергетике. Речь идет о разделении изотопов урана. Естественный уран содержит в основном изотоп ²³⁸U и только 0,7% изотопа ²³⁵U. Для ядерных реакторов важен как раз изотоп ²³⁵U; необходимо, чтобы содержание его в ядерном «топливе» составляло примерно 3%.

Разработаны и используются различные способы разделения изотопов. Одним из наиболее перспективных является лазерный способ, интенсивно развиваемый в последние годы. Лазерное разделение изотопов основано на том, что различные изотопы данного элемента характеризуются различными полосами резонансного поглощения оптического излучения; каждому изотопу соответствует своя длина волны поглощаемого света. Полосы поглощения являются весьма узкими и размещаются по шкале длин волн очень близко друг от друга. Для избирательного интенсивного поглощения надо иметь мощный источник света, излучение которого сконцентрировано в пределах узкого интервала длин волн, соответствующего полосе поглощения нужного изотопа. Весьма желательно, чтобы длину волны излучения можно было бы плавно перестраивать, подстраивая ее всякий раз под соответствующую полосу поглощения. Таким источником света является лазер с плавной перестройкой длины волны.

Предположим, что имеется смесь двух изотопов; один из изотопов назовем «нужным», а другой «ненужным». Будем облучать эту смесь мощным лазером, подобрав длину волны излучения такой, чтобы происходило интенсивное резонансное поглощение света «нужным» изотопом, но не происходило поглощения «ненужным» изотопом. Поглощая свет, атомы «нужного» изотопа возбуждаются; атомы же «ненужного» изотопа остаются невозбужденными. Воспользуемся дополнительным излучением (не обязательно от лазера), которое могут поглощать возбужденные атомы, но не могут поглощать невозбужденные атомы. Подберем такое дополнительное излучение, которое, поглощаясь возбужденными атомами, ионизиет их. В результате будем иметь «нужный» изотоп в виде ионов, которые легко отделить при помощи электрического поля. Такова сущность одного из методов лазерного разделения изотопов; его называют двухступенчатой фотоионизацией.

В другом методе молекулы «нужного» изотопа, поглощая лазерное излучение, *диссоциируют* на атомы. Атомы, являясь химически активными реагентами, вступают в химическую реакцию со специально вводимыми в смесь молекулами. В образующихся при этом молекулах нового химического соединения присутствуют атомы только «нужного» изотопа; затем это соединение отделяют и тем самым разделяют изотопы. Используется также метод, когда возбужденные лазерным излучением молекулы или атомы «нужного» изотопа сами вступают в определенные химические реакции, образуя легко отделяемое соединение.

Метод двухступенчатой фотоионизации можно использовать для *разделения изотопов урана*. Схема лазерной установки показана на рис. 4.5,*а*. Пучок атомов урана от нагреваемого уранорениевого сплава облучается точно подстроенным излучением непрерывно генерирующего лазера на красителе (λ =0,59154 мкм) и одновременно ультрафиолетовым излучением от ртутной лампы (λ =0,21 ... 0,31 мкм). Пучок ионов изотопа ²³⁵U отделяется в масс-спектрометре от пучка атомов изотопа ²³⁸U. На рис. 4.5,6 показаны спектры (линии) поглощения для изотопа ²³⁵U и изото-



Рис. 4.5. Схема установки для разделения изотопов урана (а) и спектры поглощения различных изотопов урана (б):

1 — печь; 2 — пучок атомов урана, содержащий оба изотопа урана; 3 — масс-спектрометр; 4 лазер на красителе; 5 — ртутная лампа; 6 — фильтр, пропускающий излучение в определенном диапазоне длин волн

118

na ²³⁸U; по горизонтальной оси отложены значения сдвига частоты, измеряемые в гигагерцах. Расстояние между линиями поглощения разных изотопов урана составляет более 5 ГГп. Перестраиваемый лазер на красителе харажтеризуется шириной линии генерации 0,1 ГГц; такое излучение легко настроить на возбуждение только одного изотопа.

§ 4.4. ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Предположим, что мы хотим получить на экране оптическое изображение некоего объекта. Для этого надо, во-первых, осветить объект так. чтобы отраженные им лучи попали на экран. Вовторых, надо позаботиться о том, чтобы лучи от различных точек поверхности объекта попали в разные точки экрана; иначе говоря, надо соответствующим образом «упорядочить» картину хода лучей от объекта к экрану. Обычно этого достигают, используя линзовые системы. Это есть хорошо известный фотографический метод получения оптических изображений. Лазеры позволили создать качественно новый метод получения изображений, не требующий использования линзовых систем. Речь идет об оптической голографии.

Голографический метод получения оптических изображений. Освещенный когерентным светом объект поместим перед фотодетектором (экраном со светочувствительным слоем, способным сохранять изображение). Отраженная объектом световая волна падает на фотодетектор; ее называют объектной или сигнальной волной. Одновременно направим на фотодетектор вспомогательную световую волну, получаемую от того же лазера, которым освещается объект; ее называют опорной волной. На рис. 4.6,а опорная волна есть плоская волна, падающая на фотодетектор

Рис. 4.6. Голографический метод получения оптических изображений: 1 — объект; 2 — голограмма; 3 объектная (сигнальная) волна; 4 — опорная волна; 5 — считывающая волна

под углом α. Обратим внимание: здесь не предпринимается попыток к тому, чтобы с помощью каких-либо элементов или устройств (например, ширмы с отверстием или системы линз) «упорядочить» ход лучей в объектной волне. Неудивительно, что после проявления фотодетектор производит впечатление засвеченного негатива; даже отдаленного подобия изображения объекта не в состоянии уловить на нем самый зоркий глаз. И тем не менее этот «засвеченный негатив», называемый голограммой, хранит изображение объекта. Оно закодировано в той тонкой и сложной картине интерференционных полос, которая возникает на голограмме в результате сложения двух когерентных световых волн — объектной и опорной. Картина эта характеризуется весьма тонкой структурой; расстояния между интерференционными полосами могут быть порядка всего 0,001 мм.

Чтобы изображение объекта сделать наблюдаемым, надо выполнить операцию считывания голограммы: осветить голограмму опорной волной (рис. 4.6,б), которая теперь называется считывающей. Как только такая волна осветит голограмму, поверхность последней чудесным образом просветлится, возникнет как бы «окошко», в котором наблюдатель увидит объемное изображение объекта. Восстановление (считывание) изображения происходит в результате дифракции когерентной считывающей волны на своеобразной дифракционной решетке, какую представляет собой зафиксированная на голограмме система интерференционных полос. Заметим, что требование тождественности считывающей и опорной волн не касается длины волны. Дли́ны волн при записи и при считывании голограммы могут быть разными; это влияет размеры изображения, восстанавливаемого лишь на голо-С граммы.

Итак, голографический метод получения изображений оказывается по самой своей сути *двухступенчатым* (двухэтапным). На первом этапе с объекта «снимают» голограмму (этап записи голограммы); на втором с голограммы восстанавливают наблюдаемое изображение объекта (этап считывания голограммы). Запись голограммы основана на явлении интерференции когерентных световых волн, а считывание — на явлении *дифракции* световых волн. Заметим, что необходимое для воспроизведения изображения «упорядочение» световых лучей осуществляется здесь в известном смысле автоматически — это делает считывающая волна.

Голографический метод требует использования лазерного излучения с высокими когерентными свойствами. Необходимо, чтобы выполнялось условие

$$z c \gg L,$$
 (4.1)

где т — время когерентности (оно было введено в § 1.2), а L — максимальная для конкретной схемы разность путей двух световых лучей, проходимых лучами от лазера до голограммы. Наиболее широко в голографии используются газоразрядные лазеры, генерирующие в видимом диапазоне длин волн (например, гелийнесновый лазер).

Тонкость структуры интерференционной картины, закрепляемой на толограмме, требует использования фотоматериалов с очень высоким пространственным разрешением. Под последним понимается максимальное число параллельных линий на единице длины, обычно на миллиметре, которое позволяет различить данный материал. Пространственное разрешение материалов, используемых для записи голограмм, должно быть не менее, чем 1000 линий на миллиметре. Существуют фотоматериалы, имеющие разрешение около $2...3\cdot10^3$ мм⁻¹. Заметим, что фотоматериалы относятся к *необратимым* регистрирующим средам (нельзя стереть записанную на данной фотопластинке голограмму и записать новую). Существуют также *обратимые* регистрирующие среды, например, фотохромные материалы (стекла со специальными примесями или органические полимеры, способные обратимо менять окраску или прозрачность под действием светового облучения в определенном диапазоне длин волн).



Рис. 4.7. Пример схемы записи голопраммы: 1 — лазер; 2 — голограмма; 3 — объект; 4 опорная световая волна

В заключение приведем пример схемы записи голограммы (см. рис. 4.7). Источником всех используемых в схеме световых пучков является один и тот же лазер. С помощью полупрозрачных зеркал лазерный пучок расщепляется, в результате чего возникают опорная волна и две волны, освещающие объект. Выше отмечалось, что голографический метод является безлинзовым; использование в данной схеме линз не является принципиальным — линзы играют здесь вспомогательную роль (они служат для расширения световых лучков).

Принципиально важное равенство. Пусть на голограмму (на этапе ее записи) падают две плоские волны, составляющие друг с другом угол а (рис. 4.8,*a*); условимся считать волну 1 объектной, а волну 2 опорной. Интерференция этих двух волн приведет к тому, что на голограмме будет зафиксирована система параллельных прямых полос, отстоящих друг от друга на расстояние

$$d = \lambda / \sin \alpha$$
.

(4.2)

Здесь λ — длина волны излучения, α — угол, под которым встречаются интерферирующие волны; будем называть его углом ин-



Рис. 4.8. Интерференция световых волн (запись голопраммы) (а) и дифракция света (считывание голограммы) (б):

1 — объектная волна; 2 — опорная волна; 3 — считывающая волна; 4 и 5 — дифрагированные волны; 6 — недифрагированная волна (часть счигывающей волны, прошедшая сквозь голограмму, не испытав дифракции)

6 - 5

терференции. На этапе считывания голограммы (см. рис. 4.8,6) считывающая волна 3 испытывает дифракцию, в результате чего возникают две дифрагированные световые волны (волны 4 и 5); они распространяются под углом ф к направлению считывающей волны. Будем называть этот угол углом дифракции. Он может быть определен из соотношения

$$d\sin\varphi = \lambda, \tag{4.3}$$

где d — период дифракционной решетки, т. е. та самая величина d, которая входит в (4.2). Сравнивая (4.3) и (4.2), заключаем, что

$$\varphi = \alpha. \tag{4.4}$$

Это и есть принципиально важное равенство: игол дифракции равен углу интерференции.

В общем случае (когда объектная волна не является плоской) угол интерференции меняется по площади голограммы от точки к точке. Соответственно будет меняться и угол дифракции. Существенно, что в каждой точке голограммы угол дифракции всегда должен равняться углу интерференции.

Голографирование точечного объекта. На рис. 4.9,а показана схема записи голограммы точечного объекта; 1 — объектная сферическая волна, 2 — плоская опорная волна, распространяющаяся перпендикулярно к плоскости голограммы. Выделим два све-



Рис. 4.9. Голографирование точечного объекта: запись (а) и считывание голо-граммы (восстановление объект-

ной волны) (б)

товых луча в объектной волне — лучи АВ и АС; для первого угол интерференции есть а₁, а для второго а₂. Считывание голограммы показано на рис. 4.9,б. Дифракция световых лучей в точке В голограммы будет происходить под углом α₁, а в точке С — под углом а₂ [в соответствии с (4.4)]. Учитывая это, можно построить дифрагированные лучи (см. рисунок). В peзультате получаем два изображения объекта — мнимое (изображение A_1) и действительное (изображение A_2).

Отметим одно принципиальное обстоятельство. На рис. 4.9,а от объекта А распространяется световая волна; она выделена на рисунке штриховкой. Из рис. 4.9,6 видно, что одна из волн, распространяющихся от голограммы, есть отмеченная выше волна. На этапе считывания голограммы объекта как такового уже нет;

однако возникает световая волна, в точности такая же, какую отражал бы объект. В этом смысле следовало бы говорить, что с голограммы восстанавливают не просто изображение объекта, а нечто существенно большее — объектную световую волну.

Переход от точечного объекта к трехмерному. Факт восстановления с голограммы объектной световой волны не зависит, очевидно, то того, является ли объект точечным или же реальным, трехмерным. Отсюда немедленно следует вывод: при считывании голограммы наблюдатель увидит не плоское (как на фотографии) изображение объекта, а как бы сам объект — объемно, реалистично, одним словом, так, как он видел объект во время записи голограммы. Меняя точку наблюдения, он обнаружит, что из-за рассматриваемого объекта появляются другие объекты, располагаюшиеся сзади, выступают новые детали, которые до этого загораживались объектом. Иными словами, наблюдатель будет воспринимать совершенно реалистичную трехмерную картину.

Заметим, что всеми признаками реального объекта обладает в данном случае только мнимое изображение. Действительное же изображение выглядит как бы «вывернутым наизнанку» — те точки, которые находились дальше от наблюдателя, представляются теперь расположенными ближе. Такое изображение называют *псевдоскопичным*. Если изменить схему считывания голограммы, посылая считывающую волну в направлении, обратном направлению опорной волны (надо освещать голограмму с обратной стороны), то тогда действительное изображение станет реалистичным, а мнимое будет псевдоскопичным.

В заключение еще раз подчеркнем, что с голограммы можно восстановить не просто изображение объекта (притом объемное) а *реальную световую волну*, несущую *полностью* всю ту информацию, которая содержалась в световой волне, отраженной самим объектом. Теперь становится понятным сам термин «голография» который может быть переведен как «полная запись» (от трече ских holos — весь, полный и grapho — *пишу*).

К истории возникновения голографии; голограммы Денисюка Идея голографического метода получения изображений была вы двинута в 1920 г. польским физиком М. Вольфке, который пока зал, что, используя дифракционные картины при прохождении рентгеновских лучей через кристалл, можно восстановить изобра жение решетки кристалла. К сожалению, работа Вольфке не на шла в то время отклика у физиков.

Идеи и принципы голографии были заново (и притом боле фундаментально) сформулированы в 1948 г. английским физиком Д. Габором, незнакомым в то время с работой Вольфке. Габо внес исключительно большой вклад в создание и развитие голо графического метода; он же предложил и сам термин гологра фия. Габор пришел к голографии, занимаясь весьма практическо задачей, — он разрабатывал способы улучшения разрешающе способности электронного микроскопа.

6*

Бурное развитие голографии началось с появлением лазера. В 1961 г. американские физики Э. Лейт и Ю. Упатниекс разработали и применили широко распространенный ныне двухлучевой метод голографии, в котором используются два световых пучка объектный и опорный. Рассматривая принципы голографии в данном параграфе, мы использовали двухлучевой метод Лейта— Упатниекса.

В 1962 г. советский физик Ю. Н. Денисюк предложил голограммы на основе толстослойных фотоэмульсий; толщина таких эмульсий во много раз больше длины волны света. Примечательная особенность голограмм Денисюка состоит в том, что для их считывания не требуется лазер. Они прекрасно считываются в солнечном свете, в световом пучке от обычного проектора.

§ 4.5. ЛАЗЕРЫ В ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

Под информационными системами понимают системы передачи, приема, обработки и хранения информации. В настоящее время успешно развивается новое научно-техническое направление, связанное с использованием оптического излучения в информационных системах. Это направление называют оптоэлектроникой, или, иначе, фотоникой. Его развитие определяется, в первую очередь, успехами современной лазерной техники.

Когерентное оптическое излучение в информационных системах. Чтобы осуществить передачу информации, необходимо, как известно, промодулировать соответствующим образом когерентную электромагнитную волну (так называемую несущую волну), а для этого надо «занять» некоторый частотный интервал Δv, ширина которого зависит от характера передаваемой информации. Для передачи, например, речи надо промодулировать несущую волну звуковыми колебаниями. Для человека диапазон слышимых звуков простирается от 16 до 2.10⁴ Гц, поэтому для соответствующей модуляции требуется «занять» интервал частот ∆v≈ ≈104 Гц. Такой интервал частот необходим, если нужно передавать не только речь, но и музыку; для передачи только речи можно обойтись интервалом в 10³ Гц. Для передачи изображений (телевидение) необходим существенно более широкий интервал частот — порядка 107 Гц.

Ясно, что частота модуляции должна быть существенно меньше частоты несущей волны. Отсюда следует, что чем выше частота несущей, тем более широкий частотный диапазон может быть использован для модуляции. Появление источников когерентного излучения в оптическом диапазоне позволяет увеличить используемый для модуляции интервал частот, в принципе, до 10¹² Гц. Это означает, что по одному лазерному лучу можно было бы передавать, например, до 10⁹ телефонных разговоров одновременно. Возможность реализовать в оптическом диапазоне необычайно широкую полосу модуляции указывает на то, что лазерное излучение обладает огромной информационной емкостью. Заметим, что в настоящее время созданы модуляторы света с полосой модуляции до 10¹⁰ Гц.

Излучение лазера перспективно не только с точки зрения nepedaчu информации, но и с точки зрения ее обработки. В связи с этим напомним, что в paduoduanaзоне модуляция излучения осуществляется так: сначала подвергается модуляции ток высокой частоты в передатчике, затем антенна «преобразует» модулированный ток в модулированную волну излучения. Здесь модуляция осуществляется только во времени (временная модуляция); те или иные характеристики излучения меняются только во времени. В оптическом диапазоне реализуется принципиально новая возможность: модулировать непосредственно волну, т. е. целенаправленно менять само световое поле. Существенно, что в отличие от чисто колебательного волновой процесс характеризуется не только временной, но также пространственными переменными. В результате приходим к специфически оптическому понятию пространственной модуляции световой волны.

Если при временной модуляции характеристики излучения меняются во времени, то при пространственной модуляции они меняются в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения излучения. Характер этого изменения описывается некоторой функцией s(x, y), где x и y — поперечные пространственные координаты. Функцию s(x, y) называют пространственным сигналом; она задается в пределах площади, отвечающей апертуре светового пучка.

Пространственный сигнал сначала «записывают» в материале двумерного транспаранта, оптическими характеристиками которого можно управлять, заставляя их меняться по площади транспаранта по тому или иному закону. Предположим, что такой транспарант есть пластинка, степень прозрачности которой зависит от *s* и *y* в соответствии с функцией s(x, y). Если через транспарант пропустить световую волну, то произойдет пространственная модиляция волны, выражающаяся в данном случае в том. что интенсивность светового поля будет теперь изменяться по апертуре пучка по закону s(x, y). Предположим, что прозрачность транспаранта постоянна по его площади, но зато показатель преломления меняется по закону s(x, y). По этому же закону будет меняться оптическая длина пути светового луча, пересекающего транспарант в той или иной точке. Следовательно, прошедшая через транспарант когерентная световая волна испытает в разных точках апертуры разные фазовые сдвиги; ЭТИ СДВИГИ фазы будут меняться по закону s(x, y). В обоих рассмотренных случаях транспарант выступал в роли простран-

ственного модулятора света. При прохождении через пространственный модулятор (а в иных



Рис. 4.10. Лазерное излучение проходит оквозь пространственный модулятор

случаях при отражении от него) лазерное излучение становится «носителем» пространственного сигнала, записанного в материале модулятора (рис. 4.10). Возможны различные виды пространственной модуляции света (амплитудная, фазовая, поляризационная) в зависимости от того, в каких именно характеристиках световой волны фиксируется пространственный сигнал.

Примечание. Для реализации пространственной модуляции надо управлять оптическими характеристиками материала транспаранта. В качестве таких материалов применяют электрооптические материалы, фотохромные материалы, магниитные пленки, термопластики, жидкие кристаллы и др.

Например, транспарант на жидком кристалле обратимо меняет свою прозрачность под действием внешнего электрического поля. Жидкие кристаллы специфические органические диэлектрики, которые в определенном интервале температур обладают свойствами, промежуточными между свойствами кристалла и обычной жидкости. Если на ту или иную жидкокристаллическую ячейку, на которые разбивают площадь транспаранта, подать электрическое напряжение, то внутри ячейки (в жидком кристалле) возникнут турбулентные движения, в результате чего прозрачность ячейки резко уменьшается. Слой жидкого кристалла толщиной 10 мкм при приложении напряжения 10 В уменьшает интенсивность проходящего сквозь него света более чем в 10 раз.

Пространственный сигнал, записанный в характеристиках лазерного излучения, поступает вместе с ним в оптическую систему, где и подвергается той или иной обработке. Методы оптической обработки информации получают в настоящее время все более широкое применение. Это объясняется рядом достоинств, которыми обладает оптическая обработка информации. Если электрические сигналы одномерны (они зависят только от одной перемен-. ной — времени), то оптические пространственные сигналы двумерны, а с учетом возможной зависимости также от времени трехмерны. Это позволяет осуществлять в оптических системах обработку многомерной информации (например, анализ фотоизображений, графиков, чертежей), а также одновременную параллельную обработку информации (многоканальную обработку). Отметим далее большую информационную емкость оптических сигналов, связанную не только с высокой несущей частотой, но и с пространственной природой таких сигналов (так, пространственный сигнал площадью 1 см² может нести информацию до 10⁸ бит). Надо отметить также, что, как оказалось, пространственная природа оптических сигналов позволяет достаточно просто (без использования сложной электронной аппаратуры) реализовать различные математические операции над сигналами. Наконец, в оптических системах могут использоваться методы голографии.

Применение голографии. Представляется весьма перспективным использование в информационных системах методов голографии. Выделим некоторые направления такого применения оптической голографии.

Хранение информации. Рисунки, приведенные в предыдущем параграфе, наглядно демонстрируют тот факт, что информация о каждой точке поверхности объекта «записывается» по ьсей площади голограммы. Отсюда следует, что уничтожение части площади голограммы не приведет к исчезновению каких-либо деталей в считываемом с голограммы изображении объекта. Практика показывает, что можно сравнительно безболезненно уничтожить или испортить до 9/10 площади голограммы; при этом лишь ухудшится разрешение (контрастность) считываемого изображения.

Фактически в этом нет ничего удивительного; ведь голограмма восстанавливает не просто изображение, а реальную объектную волну. Работающая площадь голограммы определяет величину площади восстанавливаемого волнового фронта объектной волны. Сокращение рабочей площади голограммы эквивалентно сокращению площади волнового фронта (как если бы мы смотрели на некую удаленную сцену через постепенно суживающееся окошко).

Итак, запись на голограмму оказывается весьма надежным способом хранения информации. Кроме того, на одну и ту же голограмму можно записать много изображений и считывать их затем независимо друг от друга. Для этого надо записывать на голограмму разные кадры, меняя всякий раз углы, под которыми на нее падает опорная волна. Можно, например, менять ориентацию голограммы в опорном световом пучке. Ясно, что для считывания того или иного кадра надо лишь обеспечить соответствующую ориентацию голограммы в считывающем пучке. Оценки показывают, что на одной голограмме площадью 100 см² можно записать (при условии последующего уверенного считывания), по крайней мере, том Большой Советской Энциклопедии.

Исключительно высокая информационная емкость голограммы в сочетании с надежностью хранения информации делает ее весьма подходящей для использования в запоминающих устройствах. Одну из схем голографического запоминающего устройства дадим позднее.

Ассоциативный поиск информации. Ассоциативный поиск—один из принципов работы человеческой памяти. Сначала вспоминается какая-то деталь, какой-то характерный признак (ассоциативный признак), а уже затем из памяти «выплывает» весь образ. Можно сказать, что ассоциативный поиск— это восстановление целого по отдельному признаку. Метод голографии весьма подходит для реализации техническими средствами ассоциативного поиска информации.

Предположим, что при записи голограммы опорная волна отсутствует; есть только объектная волна. Можно ли в этом случае восстановить с голограммы изображение объекта? Оказывается, можно. Дело в том, что полученную голограмму можно рассматривать как интерференционную картину, полученную при сложении волн, отраженных от разных частей объекта. Ясно, что волну, отраженную от некоторой детали объекта (назовем ее характерной деталью), мы вправе рассматривать как опорную волну, тогда как совокупность волн, отраженных от остальных деталей, представляет собой объектную волну. Так, на рис. 4.11 в качестве опорной волны можно рассматривать волну, отраженную от детали А. На этапе считывания достаточно осветить голограмму волной, отраженной от указанной детали; иначе говоря, достаточно предъявить деталь. Налицо ассоциативный поиск: ведь если



на голограмме хранятся различные изображения, то восстановится только то, которое имеет предъявленный на этапе считывания ассоциативный признак.

Рис. 4.11. Считывание голограммы при предъявлении ассоциативного признака

Таким образом, по самой своей природе методы голографии хорошо подходят для реализации не только обычной машинной памяти, но и ассоциативной памяти.

Кодирование информации. На голограмме информация хранится в виде интерференционной картины, т. е. в зашифрованном (закодированном) виде, и расшифровать ее может лишь когерентная световая волна с точно таким же фронтом, какой был у опорной волны. Следовательно, форма фронта опорной волны и есть тот ключ, без которого невозможно прочитать голограмму. Желая специально закодировать изображение, используют опорную волну, прошедшую сквозь некую кодирующую маску, которая существенно изменяет форму волнового фронта. Не имея такой маски, даже самые опытные дешифровальщики не смогут прочитать (расшифровать) голограмму.

Распознавание образов. Как распознать нужную букву в тексте? Как распознать нестандартную деталь в общем потоке деталей? Как распознать ожидаемый сигнал в потоке сигналов, поступающих на вход прибора? Все это различные случаи распознавания образов. Голография является одним из перспективных средств практического решения этой проблемы.

В качестве примера покажем, как можно использовать голографию для распознавания нужной буквы в тексте. Пусть, например, требуется распознать букву «А». Изготавливают голограмму размерами, отвечающими размерам буквы в данном тексте; в качестве опорной используют волну, отраженную от изображения буквы «А», а в качестве объектной — волну от яркого точечного источника. Специальное устройство перемещает голограмму по строчкам текста. Всякий раз, когда голограмма оказывается напротив буквы «А», наблюдается яркая вспышка — волна, отраженная от буквы «А», восстанавливает с голограммы изображение точечного источника света.

Пример оптической схемы голографического запоминающего устройства. Принципиальным элементом такого устройства является запоминающая голографическая матрица (ЗГМ). Это есть матрица, составленная из множества небольших по размеру голограмм, каждая диаметром всего 2...5 мм (см. рис. 4.12,*a*). На каждой голограмме в ЗГМ может быть записан значительный массив информации — от 10³ до 10⁴ бит. Каждая такая голограмма хранит интерференционную картину, являющуюся результатом сложения опорной волны и волны, промодулированной некоторым пространственным сигналом. В случае ассоциативной памяти интерференционная картина есть результат сложения сигнальной волны и волны, промодулированной сигналом признака опроса (ассоциативного признака).



Рис.	4.12.	Голографич	еская	матрица
(a);	голог	рафическое	запом	инающее
		устройство	(б):	

1 — лазер; 2 — дефлектор дискретного действия; 3 — вспомогательная голографическая матрица; 4 — недифрагированный лазерный луч; 5 — транспарант, играющий роль пространственного модулятора; 6 — запоминающая голографическая матрица

Рис. 4.13. Двойной лазерный диод (а); логический элемент «НЕТ» на оптически связанных инжекционных лазерах (б)

Оптическая схема голографического запоминающего устройства показана на рис. 4.12, б. Отклоняющее устройство по команде направляет лазерный луч в ту или иную голограмму во вспомогательной голографической матрице. С каждой из этих голограмм лучом лазера восстанавливается при освещении расходящаяся световая волна. Прошедший сквозь голограмму недифрагированный лазерный луч отклоняется линзой Л-1, проходит, не отклоняясь, через центральную часть линзы J-2 (линза J-2 помещена в фокальной плоскости линзы Л-1) и попадает на одну из голограмм в ЗГМ. Здесь он интерферирует с той световой волной, которая вначале была расходящейся, а потом, благодаря линзе \mathcal{J} -2, стала сходящейся: эта волна на своем пути от вспомогательной до запоминающей голографической матрицы прошла через транспарант и стала «носителем» соответствующего пространственного сигнала. Непрерывные стрелки-лучи на рисунке соответствуют случаю, когда отклоняющее устройство фиксирует лазерный луч в положении А, а штриховые стрелки-лучи — когда отклоняющее устройство фиксирует луч в положении В. Меняя С помощью отклоняющего устройства исходное положение луча И одновременно меняя пространственный сигнал, записываемый всякий раз в материале транспаранта, можно постепенно «заполнить» определенной информацией все элементы (все голограммы) запоминающей матрицы.

Оптически связанные инжекционные лазеры. Такие лазеры выполняются в едином блоке с общим p—n-переходом, но энергию накачки получают по разным цепям. На рис. 4.13,a показаны два оптически связанных инжекционных лазера (двойной лазерный диод). Через i_1 и i_2 обозначены токи накачки соответственно левого и правого диодов, штриховой линией показан общий p—n-переход, заштрихована боковая грань, не являющаяся зеркалом резонатора. Рассматриваемый двойной диод может генерировать в направлении AA_1 ; кроме того, правый диод может генерировать в направлении BB_1 . Одновременная генерация в обоих указанных направлениях невозможна: появление генерации в одном направлении приводит к срыву генерации в другом.

Исследования показали, что оптически связанные инжекционные лазеры могут использоваться как элементы памяти, а также как быстродействиющие логические элементы (время переключения до 10⁻⁹ с). В качестве примера на рис. 4.13,6 показан тройной лазерный диод, который может функционировать в качестве логического элемента «НЕТ». Он имеет общую часть, в которую может подаваться ток накачки, и две пассивных части. На рисунке изображены две ситуации. Ситуация І: на вход А подается оптический сигнал s₁, начинается генерация в направлении AA₁, на выходе A₁ возникает сигнал S₁ (элемент пропускает информацию от $A \ltimes A_1$). Ситуация II: наряду с сигналом s_1 , подаваемым на вход A, подается сигнал s_2 на вход B; излучение на выходе A_1 гаснет, появляется сигнал S_2 на выходе B_1 . Вход B называют запрещающим, так как при поступлении на этот вход управляющего сигнала передача информации от А к А₁ через элемент «НЕТ» прекращается.

§ 4.6. ЛАЗЕРНАЯ СВЯЗЬ

Выше уже отмечалась большая информационная емкость оптического канала передачи информации. Напомним, что увеличение частоты несущей волны увеличивает используемую для передачи полосу частот. Кроме того, на высоких несущих частотах можно реализовать хорошую направленность излучения, сильнее сконцентрировать мощность передатчика в передаваемом сигнале и тем самым повысить эффективность системы связи. Наконец, передача информации по световому лучу в наибольшей степени застрахована от перехвата, а также от искажения паразитными сигналами.

Лазерные системы связи можно разбить на две группы: системы, в которых не используются оптические волноводы (сигнал передается через свободное пространство), и системы, основанные на применении оптических волноводов.

Системы лазерной связи через свободное пространство. Под свободным пространством понимается как космическое пространство, так и воздушная или водная среда. Схематически линия связи показана на рис. 4.14,*a*. Излучение лазера поступает в модулятор и превращается в оптический сигнал, несущий определенную информацию. Устройство нацеливания посылает сигнал в направлении к приемнику, находящемуся на другом конце трассы, по которой распространяется излучение. В качестве приемной антенны используется специальное устройство (коллектор), которое выделяет ожидаемый сигнал из совокупности поступающих разнообразных сигналов и фокусирует принятое излучение на вход приемного устройства.

Различают лазерные системы космической связи (связь «спутник-спутник», «спутник—самолет», «Земля—спутник»), наземной связи и подводной связи. Для космической связи, а также для наземной связи дальнего радиуса действия (измеряемого километрами и десятками километров) широко применяются CO₂-лазеры и лазеры на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. В наземных системах ближнего радиуса действия часто используются инжекционные лазеры на арсениде галлия.





ского сигнала



Рис. 4.15. Линзовый волновод (а); диэлектрический волновод в виде волокна (б); волоконный жгут (в)

При передаче оптического излучения через естественную среду возникают проблемы, связанные с воздействием среды на световой луч. Во-первых, происходит поглощение света частицами среды. Во-вторых, происходят накапливающиеся по мере распространения излучения по трассе искажения волнового фронта. обусловленные воздействием со стороны рассеивающих частиц и турбулентности среды.

Чтобы уменьшить эффект поглощения, специально подбирают такую длину волны излучения, для которой коэффициент пропускания в данной среде был бы достаточно высоким. Зависимость коэффициента пропускания атмосферы Земли от длины волны излучения, полученная вблизи земной поверхности, представлена на рис. 4.14, б (шкала длин волн здесь логарифмическая). Римна рисунке обозначены так называемые окна скими цифрами прозрачности атмосферы. Видно, что излучение лазеров на углекислом газе ($\lambda = 10,6$ мкм) и на гранате с неодимом ($\lambda = -1,06$ мкм) как раз попадает в окна прозрачности.

Для борьбы с искажениями волнового фронта стремятся повысить степень направленности излучения, подстерегают благоприятные погодные условия. Все эти меры не позволяют, однако, увеличить радиус действия наземных линий связи далее примерно 20 км. Ожидается, что ситуация качественно изменится при использовании в линиях лазерной связи методов адаптивной оптики, позволяющих необходимым образом корректировать волновой фронт излучения.

Оптические волноводы. На рис. 4.15 показаны два типа оптических волноводов: *a*) линзовый волновод; *б*) диэлектрический волновод в виде волокна. Наибольшее распространение на практике получили диэлектрические волноводы; исследования этих волноводов привели к возникновению специального научно-технического направления, называемого волоконной оптикой.

На рис. 4.15,6 показано отражение светового луча, падающего изнутри волокна на его боковую поверхность; это есть хорошо известное явление полного внутреннего отражения. Благодаря этому явлению световое излучение, введенное соответствующим образом внутрь волокна, оказывается как бы запертым в этом волокне. Оно будет распространяться по волокну, следуя за его изгибами.

Оптические волокна используются сегодня для передачи сигналов на расстояния от нескольких метров до нескольких километров. Ясно, что длинные волокна должны характеризоваться очень малым поглощением света. Согласно современным требованиям, потери световой мощности не должны превышать нескольких децибел на километр длины волокна (в случае длинных волокон). Такие волокна в настоящее время существуют. В качестве примера укажем стеклянное волокно с сердцевиной из кварцевого стекла с примесью германия; оно характеризуется потерями всего лишь 0,7 дБ/км для излучения с $\lambda = 1$ мкм.

Оптические волокна используются для передачи по ним не только временных световых сигналов, но и пространственных сигналов (оптических изображений, двумерных картинок). При этом воло́кна компонуют в жгут. На рис. 4.15, в показан поперечный разрез волоконного жгута с относительно небольшим числом волокон. В применяемых на практике жгутах число волокон может измеряться сотнями тысяч. Каждое волокно, входящее Β ЖΓΥΤ, имеет оболочку, препятствующую «просачиванию» световой энергии из данного волокна в соседние. Принцип передачи изображения по волоконному жгуту достаточно прост. Можно сказать, что световые лучи, отраженные (или испущенные) тем или иным элементом передаваемого изображения, улавливаются соответст-вующим волокном в жгуте, проходят по всей длине жгута и на на выходе воспроизводят данный элемент изображения. Образно говоря, мы как бы «овладеваем» в отдельности каждым идущим от объекта лучом и при помощи волокна направляем этот луч туда,

132

куда надо. Сохраняя на выходе жгута такое же взаимное расположение волокон, что и на входе, можно воспроизвести на выходе то самое изображение, которое подавалось на вход рассматриваемой линии связи.

Волоконная оптика и современная вычислительная техника. Известно, что одно из узких мест современных ЭВМ — системы коммуникации, предназначенные для ввода и вывода сигналов, для осуществления связи между процессором и памятью. Эти системы представляют собой сложные переплетения множества проводов, в которых наводятся шумовые электрические токи, создаются неустранимые помехи. Здесь проявляется недостаток, присущий всем электрическим системам связи — принципиальная невозможность идеальной развязки между входом и выходом, чувствительность к всевозможным внешним наводкам. Этого недостатка лишены линии оптической связи. Поэтому использование в современных ЭВМ систем коммуникации на основе лазерной связи, реализуемой при помощи волоконной оптики, представляется сегодня весьма перспективным.

Отметим также возможность осуществления лазерной связи между быстродействующими ЭВМ. Параллельные расчеты в разных направлениях можно было бы проводить на нескольких ЭВМ, связанных между собой. Чтобы такая объединенная вычислительная система работала эффективно, необходимо, чтобы связь между ЭВМ была быстрой, направленной и многоканальной. Всем этим условиям удовлетворяет линия лазерной связи на волоконных жгутах.

§ 4.7. ЛАЗЕРЫ В ЛОКАЦИИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

Сильные и слабые стороны лазерной локации. Лазеры предопределили развитие оптической локации. Как и радиолокация, оптическая локация предназначена для обнаружения удаленных от наблюдателя объектов и получения информации о них по излучению, отраженному объектом. Высокая несущая частота, возможность осуществления исключительно высокой направленности излучения, реализация наносекундных и пикосекундных световых импульсов — все это предопределяет ряд преимуществ оптических локационных систем перед радиолокационными. Оптическая локация позволяет более точно определять координаты и скорость объекта; кроме того, она дает возможность выявлять размеры и форму объекта, его ориентацию в пространстве.

Заметим, что составляющая скорости объекта на направление от наблюдателя к объекту (обозначим ее через v) определяется по доплеровскому смещению Δv частоты излучения в соответствии с соотношением $\Delta v = 2vv/c$; чем выше несущая частота v, тем будет больше измеряемое доплеровское смещение частоты, тем точнее может быть определено значение v. Чем короче посылаемый импульс излучения, тем, очевидно, более точно можно определить расстояние до объекта (напомним, что это расстояние есть $c\Delta t/2$, где Δt — промежуток времени от отправления зондирующего импульса до приема отраженного импульса). Что же

Однако у оптических локационных систем есть и свои слабые касается других пространственных координат объекта, а также его размеров, формы и ориентации, то здесь решающую роль играет высокая направленность светового луча.

стороны. Во-первых, при помощи светового луча (вследствие его высокой направленности) не так-то просто обнаружить объект; время обзора контролируемой области пространства оказывается относительно большим. Поэтому оптические локационные системы предпочитают использовать в комплексе с радиолокационными. Последние обеспечивают сравнительно быстрый обзор и обнаруживают цель, а оптические системы затем измеряют параметры обнаруженной цели. Во-вторых, как уже отмечалось, лазерный луч подвержен разрушающему воздействию со стороны среды, в которой он распространяется. Эффективным средством борьбы с этим недостатком представляется использование в оптических локационных системах методов адаптивной оптики.

Импульсные лазерно-локационные системы. Эти системы сегодня широко используются в космических и геодезических исследованиях.

В качестве примера отметим лазерно-локационный комплекс Физического института АН СССР. Он позволяет измерять с исключительно высокой точностью расстояния до пяти отражателей, установленных на поверхности Луны. Эти расстояния измеряются с точностью до 1 м. Высокая точность измерений позволяет решать ряд уникальных научно-прикладных задач. К ним относятся, в частности, исследование движения полюсов Земли и определение их мгновенных координат с точностью до нескольких десятков сантиметров; изучение дрейфа земных континентов; уточнение орбиты Луны и особенностей ее орбитального движения. Лазерная аппаратура комплекса смонтирована на телескопе Крымской обсерватории. Лазерный излучатель состоит из рубинового лазера, генерирующего гигантские импульсы (в режиме электрооптической модуляции добротности резонатора), и оптического квантового усилителя на рубине. Излучатель посылает каждые три секунды световой импульс с энергией 2,5 Дж и длительностью 10 нс; угол расходимости излучения составляет 10'.

Развитие космической лазерной локации предусмотрено в программе «Интеркосмос». В соответствии с программой в 1977 г. на Кубе введена в строй новая станция слежения за искусственными спутниками Земли.

Особо отметим лазерную локационную систему для определения взаимной ориентации и расстояния между стыкующимися космическими объектами. Лазерный локатор устанавливается на одном из объектов. Он работает от СО₂-лазера с пассивным модулятором добротности; лазер генерирует последовательность световых импульсов с периодом следования 30 мкс. Локатор имеет устройство, обеспечивающее сканирование светового пучка в пределах зоны обзора.

Большое практическое значение имеют лазерные измерители высоты. Использование *лазерных высотомеров* позволяет проводить самолеты с большой точностью на малых высотах. Лазерный высотомер применялся при полетах американских космических кораблей «Аполлон» для картопрафирования поверхности Луны.

Лазерные дальномеры с непрерывным излучением. В геодезии, при строительстве сложных сооружений, юстировке крупногабаритных оптических систем, в некоторых физических исследованиях требуется измерять расстояния с точностью до миллиметров и даже долей миллиметра; сами расстояния могут быть от десятков метров до нескольких километров. Для подобных измерений применяют лазерные дальномеры с непрерывным излучением (геодезические дальномеры).

Лазерный излучатель в таком дальномере генерирует непрерывное излучение, интенсивность которого модулируется во времени по синусоидальному закону с частотой f. Промодулированное излучение в любой фиксированный момент времени представляет собой световое поле, интенсивность которого меняется вдоль направления распространения в соответствии с синусоидальной огибающей, пространственный период которой равен c/f. Излучение проходит путь, длину которого требуется измерить, отражается назад, проходит этот путь вторично и попадает на исходном конце трассы в фазометр. Двойной проход по трассе (туда и обратно) требует определенного времени; в результате возникает соответствующий сдвиг (запаздывание) фазы огибающей отраженного светового пучка по отношению к фазе модулирующего сигнала. Фазометр измеряет это запаздывание фазы; по нему рассчитывается искомое расстояние.

В качестве примера отметим советский геодезический дальномер «Кварц», в котором используется гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0,63$ мкм). Мощность излучения составляет 2 мВт; частота модуляции f равна 753,02 МГц. Дальность действия — до 1 км; погрешность измерения 0,2 мм. Наряду с гелий-неоновыми лазерами в геодезических дальномерах широко используются также инжекционные лазеры на арсениде галлия.

Интерферометрический метод измерения расстояний. Современному производству все чаще приходится решать задачи изготовления и обработки различных деталей с исключительно высокой степенью точности при относительно больших размерах самих деталей. Естественно, что в таких условиях предъявляются особо жесткие требования к точности работы станков, обрабатывающих детали. В качестве примера можно указать применяемые в авиационной промышленности для обработки лонжеронов фрезерные станки с перемещением суппорта на 40 м. В подобных случаях возникает необходимость в измерении и контроле расстояний от метра до нескольких десятков метров с точностью до 10 мкм. Такие измерения выполняются интерферометрическим методом с использованием лазера (чаще всего гелий-неонового), генерирующего лишь центральную продольную моду, частота которой достаточно надежно стабилизирована. Интерферометрический метод измерения расстояний применяется для контроля движения деталей станка с обеспечением автоматической компенсации погрешностей, связанных с износом; для ускорения операций по точной разметке точек контакта с режущим инструментом на поверхности детали, подлежащей обработке; для точной установки зажимных приспособлений при изготовлении, например, деталей авиационных двигателей, и в ряде других случаев.

На рис. 4.16, а приведена в качестве примера схема, которая может быть использована для измерения расстояния, проходимого деталью, движущейся во время обработки. Лазный луч, взаимодей-



Рис. 4.16. Схема, иллюстрирующая интерферометрический метод измерения расстояний (а) и уголковый отражатель (6): 1 — лазер: 2 — фотоприемник; 3 — движущаяся деталь; 4 — укрепленный на детали уголковый отража-

ствуя с полупрозрачным зеркалом, расщепляется на два луча опорный и измерительный. Измерительный луч направляется на отражатель, закрепленный на движущейся детали, расстояние до которой требуется определить. В подобных случаях используется так называемый уголковый отражатель; он обладает замечательным свойством — отражает световой луч точно по направлению падающего луча, причем для широкого диапазона направлений падающего луча. Уголковый отражатель выполняется в виде трехгранной призмы; попадая внутрь этой призмы, световой луч дважды испытывает отражение от граней призмы (рис. 4.16,б). Заметим, что упоминавшиеся ранее (при обсуждении лазерных локационных систем) отражатели, установленные на поверхности Луны, являются уголковыми отражателями. Но вернемся к рассматриваемой схеме. После отражения измерительный луч возвращается к полупрозрачному зеркалу и, в конечном счете, попадает вместе с опорным лучом на фотоприемник. Происходит интерференция световых пучков; амплитуда регистрируемого света будет зависеть от разности фаз опорного и измерительного пучков, которая, в свою очередь, определяется разностью оптических путей, пройденных рассматриваемыми пучками. По этой разности и рассчитывается искомое расстояние.

Измерение скорости потока жидкости. Для таких измерений применяют доплеровские и интерференционные методы. Рассмотрим, для примера, интерференционный метод, основанный на так называемой схеме двух пучков (см. 4.17,а). Световой пучок от лазера расщепляется на два пучка, сходящиеся друг к другу под углом а. Измерительная аппаратура устанавливается так, чтобы указанные пучки пересекались друг с другом в том месте потока жидкости, где требуется определить скорость потока. В месте пересечения световых пучков вследствие интерференции образуются чередующиеся освещенные и неосвещенные области (интерференционные полосы). Расстояние *D* между этими полосами описывается выражением

$$D = \lambda/2 \sin(\alpha/2), \qquad (4.5)$$

где λ — длина волны излучения в данной жидкости.

Пусть частица жидкости в потоке пересекает область интерференции световых пучков. Рассеянное частицей излучение (улавливаемое затем фотоприемником) возрастает по интенсивности, когда



Рис. 4.17. Схема двух пучков, применяемая для измерения скорости потока жидкости (а) и поясняющий чертеж (б):

1 — лазер; 2 — устройство, формирующее два световых пучка, сходящихся друг к друг к другу под определенным углом; 3 — свет, рассеянный частицами жидкости; 4 — фотоприемник

частица пересекает освещенную область, и уменьшается, когда она пересекает неосвещенную область. В результате принимаемое фотоприемником излучение приводит к появлению электрического сигнала, модулированного с частотой

$$f = 2v \sin(\alpha/2)/\lambda, \tag{4.6}$$

где v— составляющая скорости частицы в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам. Измеряя частоту модуляции сигнала, определяют указанную составляющую скорости частиц потока.

Если измерительная аппаратура находится в непосредственной близости от потока жидкости (на расстоянии не более нескольких десятков сантиметров), то используют гелий-неоновые лазеры с мощностью порядка 10 мВт. Если же измерения надо выполнять, находясь на относительно большом расстоянии от потока, то применяют аргоновые лазеры с мощностью порядка 1 Вт.

Примечание. Заметим, что выражение (4.5) можно получить из ранее использовавшегося выражения (4.2); достаточно учесть, что $D=d\cos(\alpha/2)$. Все становится понятным, если взглянуть на рис. 4.17,6; выражение (4.5) описывает расстояние между полосами, измеряемое в плоскости AA, а выражение (4.2) — в плоскости BB.

Измерение угловой скорости; лазерный гироскоп. На рис. 2.27 был показан кольцевой лазерный резонатор. В таком резонаторе могут генерироваться две бегущие световые волны, распространяющиеся по замкнутому контуру навстречу друг другу. Предположим, что кольцевой резонатор вращается вокруг оси, перпендикулярной к плоскости контура; пусть вращение происходит по часовой стрелке с угловой скоростью ω . Это вращение будет приводить к увеличению оптического пути (отвечающего обходу контура) для волны, обегающей контур по часовой стрелке, и напротив, к уменьшению оптического пути для волны, обегающей контур против часовой стрелки. В результате появляется разность частот волн, бегущих навстречу друг другу. Теория показывает, что эта разность пропорциональна угловой скорости ω , с какой вращается контур. Измеряя указанную разность частот по частоте биений, наблюдаемых в выходном излучении лазера, определяют угловую скорость ω .

Лазеры с кольцевыми резонаторами принято называть лазерными гироскопами. Они используются, в частности, на спутниках и в космических кораблях для контролирования вращения объектов, перемещающихся по орбите. Современные лазерные гироскопы могут фиксировать очень малые угловые скорости — вплоть до тысячных долей градуса в час.

§ 4.8. ЛАЗЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ

Контроль состояния атмосферы. В настоящее время все более актуальными становятся вопросы контроля состояния атмосферы, определения химического состава, концентрации и мест сосредоточения различных веществ, загрязняющих атмосферу. К последним относятся, прежде всего, окислы азота, окись углерода, двуокись серы, различные типы аэрозолей (пыль, сажа, зола).

Интенсивно развиваются методы контроля состояния атмосферы, использующие лазерное излучение. Эти методы весьма перспективны: они позволяют проводить измерения в точках атмосферы, находящихся на больших расстояниях от измерительной аппаратуры (*дистанционный контроль* воздушной среды); не требуют взятия проб и проведения химического анализа; позволяют получать результат практически мгновенно (следовательно, могут *отслеживать* происходящие во времени изменения состояния атмосферы.

Для рассматриваемых целей применяют различные методы лазерного контроля. Кратко остановимся на трех из них.

Локация атмосферы. В этом методе используется отражение лазерного излучения от участков атмосферы с повышенной концентрацией различного рода макрочастиц, а также аэрозолей. По времени, требуемому световому импульсу для прохождения в атмосфере пути до скопления таких частиц и возвращения назад, определяют расстояние до рассматриваемого скопления. Применяемые в оптической локации атмосферы лазерные локаторы называют лидарами. Лидары позволяют нарисовать картину распределения замутненности атмосферы в различных ее вертикальных срезах, выявить происходящие со временем изменения в этой картине. Состав же загрязнений, приводящих к замутнению атмосферы, остается при этом неустановленным.

Метод, основанный на поглощении света. В этом методе лазерный пучок пропускается через исследуемый объем и измеряется ослабление пучка, связанное с поглощением света частицами атмосферы. Каждое химическое соединение характеризуется линиями поглощения, соответствующими onpedenenhum значениям длины волны излучения. Наличие того или иного соединения в атмосфере легко обнаружить, измеряя коэффициент пропускания на длине волны, отвечающей одной из характерных линий поглощения данного соединения.

Так, для обнаружения в атмосфере метана (CH₄) применяют лазер на красителе с удвоением частоты; зондирующее излучение имеет длину волны 0,372 мкм. Для обнаружения закиси азота (N₂O) применяют тот же лазерный излучатель, используя длину волны 0,389 мкм. В обоих случаях дальность зондирования достигает нескольких сотен метров.

Метод, основанный на комбинационном рассеянии света. Колебания атомов в молекуле характеризуются определенным для данного химического соединения набором частот; в простейшем случае, когда молекула двухатомная, имеется всего одна частота; будем обозначать ее как $v_{\rm M}$. Предположим, что на газ молекул падает световой пучок частоты v. Рассеяние света на колеблющихся молекулах приведет к появлению излучения на частотах $v - v_{\rm M}$ и $v + v_{\rm M}$; это есть так называемое комбинационное рассеяние света.

Будем зондировать атмосферу лазерным излучением с четко определенной частотой и затем будем анализировать спектральный состав излучения, рассеянного частицами атмосферы назад, к приемнику излучения. По наблюдаемым в рассеянном излучении сдвигам частоты можно судить о наличии в атмосфере тех или иных химических соединений. Этим методом выявляют, например, присутствие в атмосфере сернистого ангидрида (SO₂) (с помощью рубинового лазера с удвоением частоты; длина волны зондирующего излучения 0,347 мкм).

В принципе частота лазерного излучения, используемого в данном методе, может быть какой угодно. Однако, как показывает теория, интенсивность комбинационного рассеяния существенно возрастает, если частота исходного светового пучка будет приближаться к частоте, на которой данные молекулы поглощают. Поэтому следует использовать лазерные излучатели не с фиксированной, а с плавно перестраиваемой частотой — с тем, чтобы подстраиваться под линии поглощения молекул тех или иных соединений.

Неразрушающий контроль изделий методами голографической интерферометрии. Начнем с конкретного примера. Выберем в качестве объекта исследования металлическую пластину и жестко зафиксируем ее положение на измерительном стенде. Снимем эту пластину на голограмму. Затем, не меняя положения пластины на стенде, приложим к ней некую механическую нагрузку; пластина станет деформированной. Снимем деформированную пластину на ту же самую голограмму (используя прежний опорный пучок). При считывании такой голограммы восстановятся две объектных волны — от недеформированной пластины и от деформированной пластины. Интерференция этих волн приведет к тому, что восстановленное с голограммы изображение пластины окажется покрытым системой хорошо наблюдаемых интерференционных полос (см. рис. 4.18,а). Такое изображение называют голографической интерферограммой. По ширине и характеру расположения интерференционных полос на интерферограмме можно судить о степени и характере деформации поверхности пластины в разных ее участках. Это есть пример применения голографической интерферометрии для. выявления напряжений, возникающих в деформированном изделии.



Рис. 4.18. Интерферограммы: *а* — выявляющая характер внутренних напряжений, возникающих в. деформированном объекте; *б* — выявляющая наличие и расположение внутренних дефектов в объекте

Современная практика требует все более тщательного контроля параметров изделий как сразу по их изготовлении, так и во время эксплуатации. Необходимо контролировать размеры и форму изделий, выявлять возникающие в них внутренние дефекты, определять наиболее нагруженные участки во время работы изделия и т. д. При решении подобных задач нежелательно (или попросту невозможно) расчленять изделие или даже касаться его «щупами» и шаблонами. Эти задачи должны решаться с использованием методов неразрушающего (бесконтактного) контроля изделий. Одним из таких методов и является голографическая интерферометрия.

Голографический контроль размеров и формы изделий можно проводить, рассматривая интерференцию двух световых волн, одна. из которых отражается непосредственно от исследуемого изделия, а другая восстанавливается с голограммы, где был записан *эта*лонный образец. С тем, как выявляются внутренние напряжения, возникающие в деформированном изделии, мы познакомились в общих чертах на рассмотренном выше примере с пластиной. Заметим лишь, что исследование внутренних напряжений в изделиях важно не только в тех случаях, когда эти изделия испытывают значительные механические нагрузки, но и тогда, когда наблюдаются резкие перепады температуры. Наконец, в объекте могут присутствовать скрытие от взора внутренние дефекты: щели, пустоты, непроваренные внутренние стыки. Если объект металлический, то рентгеновское просвечивание не поможет. Далеко не всегда могут помочь и акустические методы выявления дефектов. Подвергая исследуемый объект механическим нагрузкам и используя голографическую интерферометрию, можно по наблюдаемой интерферограмме установить наличие внутренних дефектов, определить их характер и даже расположение.

В качестве примера рассмотрим объект в виде двух сваренных пластин из разных металлов; возможный скрытый дефект — непроваренные участки внутренней поверхности. Объект подвергался некоторой деформации. На интерферограмме (рис. 4.18,6) отчетливо видны области нарушения регулярности интерференционной картины, что указывает на наличие в этих местах скрытых дефектов (непроваренность).



Рис. 4.19. Посадка самолета с использованием лазерной системы «Глиссада»

Лазерная система контроля посадки самолета. Для повышения безопасности полетов на современных реактивных самолетах в Советском Союзе разработана и создана лазерная система контроля ночной посадки самолетов — «Глиссада». В определенных точках вблизи взлетно-посадочной полосы устанавливаются непрерывно генерирующие гелий-неоновые лазеры. Направленные определенным образом лучи лазеров (они хорошо видны в сумерки и ночью) представляют собой систему лазерных линейных ориентиров, геодезически «привязанную» к взлетно-посадочной полосе. Система задает летчику следующие навигационные параметры: курс посалки (курсовую плоскость), глиссаду снижения (глиссадную плоскость), боковые границы полосы, удаление от нее. Представление о посадке самолета с использованием системы «Глиссада» дает рис. 4.19; лучи 1, 2 и 3 задают курсовую плоскость, лучи 4 и 5 задают глиссадную плоскость. На том же рисунке показаны для примера три вида на взлетно-посадочную полосу, открывающиеся летчику с воздуха. Во всех трех случаях самолет идет точно по курсу; при этом: a) он идет выше глиссады; ϕ) идет точно по глиссаде; θ) идет ниже глиссалы.

§ 4.9. ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

Уже четверть века советские и зарубежные ученые активно исследуют возможности реализации управляемого термоядерного синтеза, иначе говоря, контролируемого получения термоядерной энергии в реакциях соединения легких ядер (реакциях синтеза), протекающих в высокотемпературной плазме. Решение этой проблемы даст человечеству практически неиссякаемый источник энергии.

Легче всего реализовать термоядерный синтез в смеси дейтерия и трития (тяжелого и сверхтяжелого водорода). Реакция синтеза имеет в данном случае вид

 $D+T \rightarrow n+\alpha+(17,6 M \rightarrow B)$.

Здесь D и T — ядра, соответственно, дейтерия и трития, n — нейтрон, α — альфа-частица (ядро гелия); в скобках указана энергия, выделяющаяся в результате слияния одного ядра дейтерия и одного ядра трития. Существенно, что для эффективного протекания рассматриваемой реакции необходима температура свыше 10^7 К (свыше десяти миллионов градусов!).

Как же реализовать столь огромные температуры? Один из путей, представляющийся сегодня наиболее перспективным,—использование энергии излучения мощного лазера. Идею лазерного термоядерного синтеза поясняет рис. 4.20. На нем схематически показана термоядерная мишень сферической формы, содержащая во внутренней своей части смесь дейтерия и трития. На эту мишень с разных сторон одновременно фокусируются мощные ла-



Рис. 4.20. Схема образования термоядерного микровзрыва

зерные импульсы длительностью порядка 1 нс, обеспечивающие плотность мощности на поверхности мишени до 10¹⁶ Вт/см² (рис. 4.20,а). Поглощаясь в приповерхностном слое мишени, излучение вызывает интенсивное испарение вещества: возникает так называемая «корона». стремительно разлетающаяся навстречу лазерному излучению (рис. 4.20,б). При этом, согласно закону сохранения коли-

чества движения, более глубинные слои мишени начнут стремительно двигаться к центру, сжимаясь и нагреваясь до температуры, необходимой для протекания термоядерного синтеза.

Для того чтобы сфокусировать на термоядерную мишень высокую плотность световой мощности, необходимо иметь интенсивное излучение с достаточно высокими когерентными свойствами (при плохой когерентности излучение нельзя должным образом сфокусировать на поверхности мишени). Для получения достаточно мощного лазерного излучения используют технику реализации наносекундных и пикосекундных импульсов в сочетании с многоканальным усилением (при наличии в каждом канале усилителя каскада усиливающих активных элементов). Созданная в Физическом институте АН СССР уникальная лазерная установка «Дельфин» имеет 216 параллельных усиливающих каналов. Импульс от задающего лазерного излучателя расщепляется и направляется одновременно в 216 каналов, в каждом из которых он проходит через каскад оптических квантовых усилителей. В каждом канале формируется световой импульс с энергией до 50 Дж и длительностью 1нс. Импульсы, сформированные в каждом ка-

142

нале, одновременно фокусируются на термоядерную мишень. При фокусировке каждого импульса в световое пятно диаметром 50 мкм реализуется плотность мощности, равная 2.10¹⁵ Вт/см².

Исследования выявили «слабое место» подобных лазерных установок. Дело в том, что, проходя через каскад усилителей, излучение быстро утрачивает высокие когерентные свойства; происходят накапливающиеся искажения волнового фронта излучения. В результате оказывается невозможной достаточно хорошая фокусировка излучения на термоядерную мишень. Выход из положения просматривается на пути использования в подобных установках методов адаптивной оптики, позволяющих соответствующим образом корректировать волновой фронт излучения.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ЛАЗЕРОВ

Твердотельные лазеры, работающие в режиме свободной генерации

Тип	Активный элемент	Энергия им- пульса, Дж	Длительность импульса, мс
ГОР-100М	Рубин	100	$ \begin{array}{c c} 1 \\ 0,5 \\ 0,8 \\ 20 \\ 4 \cdot 10^{-2} \end{array} $
ГОР-300	Рубин	300	
ГОС-301	Стекло с неодимом	300	
ГОС-1000	Стекло с неодимом	1000	
ЛТИ-4	Гранат с неодимом	0,1	

Твердотельные лазеры, работающие в режиме модулированной добротности (в режиме генерации гигантских импульсов)

Тип	Активный элемент	Энергия импульса, Дж	Длительность импульса, нс	Мощность в максимуме, кВт
ОГМ-20	Рубин	0,42	20	$\begin{array}{c} 2\cdot 10^{4} \\ 10^{5} \\ 10^{3} \\ 3\cdot 10^{3} \\ 5\cdot 10^{3} \end{array}$
ЛТИПЧ-1	Стекло с неодимом	2	15	
ЛТИ-11	Гранат с неодимом	0,01	10 12	
ЛТИ-3	Гранат с неодимом	0,03	10 12	
ЛТИ-5	Гранат с неодимом	0,05	8 12	

Примечание: лазеры типа ЛТИ работают как в режиме одиночных импульсов, так и в режимах с частотой следования импульсов 12,5, 25, 50, 100 Гц.

Лазеры на гранате с неодимом,	работающие в	режиме	модулированной
добротности с внутрире	зонаторной гене	грацией	гармоник

Тип	Генерируемая гармоника	Длина волны, мкм	Энергия им- пульса, мДж	Длительность импульса, нс	Мощность в максимуме, кВт
ЛТИПЧ-3	2-я	0,53	3	8 10	300
ЛТИПЧ-4	3-я	0,35	0,45	8 9	50
ЛТИПЧ-5	4-я	0,26	0,16	7 9	20
ЛТИПЧ-6	2-я	0,53	5	8 10	500
ЛТИПЧ-7	3-я	0,35	1	8 9	100
ЛТИПЧ-8	4-я	0,26	0,5	7 9	50

Примечания: а) лазеры ЛТИПЧ-3,4,5 созданы на основе ЛТИ-3; лазеры ЛТИПЧ-6,7,8 созданы на основе ЛТИ-5; б) генераторы 3-й и 4-й гармоник имеют выход также и по 2-й гармонике.
Импульсные	и	непрерывные	г лазеры	`на	гранате	С	неодимом
		с непреры	зной нак	сачн	сой		

Тип	Длина волны, мкм	Мощность накачки, кВт	Частота следования импульсов, кГц	Средняя мощ- ность, Вт	Длительно сть импульса, мкс
ЛТИ-501 ЛТИ-502 ЛТИ-701 ЛТН-401	1,06 1,06 0,53 0,53		5 20 5 20 5 6 Непрерывный режим	>6 ≥8 ≥4 1 2	0,3 0,6 0,3 0,6 0,3 0,4

Примечания: а) везде генерируется основная мода ТЕМ₀₀; б) длина волны 0,53 мкм соответствует внутрирезонаторной генерации 2-й гармоники; в) последовательность импульсов реализуется за счет акустооптической модуляции добротности.

Газоразрядные лазеры, работающие в режиме непрерывной генерации

Тип	Активная среда	Мощность, Вт	Тип	Активная среда	Мощность, Вт
ОКГ+13	Гелий-неон	2.10-4	ЛГ-109	Аргон	1
ЛГ-56	Гелий-неон	2.10-3	ЛГ-30	Углекислый газ	5
ЛГ-65	Гелий-неон	0,02	ЛГ-25	Углекислый газ	25
ЛГ-38	Гелий-неон	0,05	ЛГ-43	Углекислый газ	40

Перестраиваемые лазеры на растворах органических красителей с ламповой накачкой

	Тип	Диапазон длин волн, мкм	Ширина линии, нм	Частота следова- ния импульсов, Гц	Энергия им- пульса, Дж
-	ЛЖИ-404	0,43 0,65	0,4	1/3	0,02
	ЛЖИ-406	0,43 0,65	0,2	1/6	0,1
	ЛЖИ-408	0,43 0,65	0,2	2/15	0,5
	ЛЖИ-409	0,43 0,65	0,2	1/15	1

Примечания: а) ширина линии приведена для селективного резонатора с отражательной дифракционной решеткой; б) энергия импульса дана для λ =0,59 мкм в неселективном резонаторе.

ЛИТЕРАТУРА ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ЧТЕНИЯ

1. Тарасов Л. В. Оптика, рожденная лазером. — М.: Просвещение, 1977.

2. Климонтович Ю. Л. Квантовые генераторы света и нелинейная оптика. — М.: Просвещение, 1966.

 Пекара А. Новый облик оптики: Пер. с польского. — М.: Сов. радио, 1973.

4. Фриш С. Э. Современная оптика. — М.: Знание, 1968.

5. Летохов В. С., Устинов Н. Д. Мощные лазеры и их применение. — М.: Сов. радио, 1980.

6. Веников Г. В. Оптические вычислительные системы. — М.: Знание, 1976.

7. Реди Дж. Промышленные применения лазеров: Пер. с англ. — М.: Мир, 1981.

8. О'Шиа Д., Коллен Р., Родс У. Лазерная техника: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1980.

9. Тарасов Л. В., Тарасова А. Н. Беседы о преломлении света (Библиотечка «Квант», вып. 18). — М.: Наука, 1982.

УПРАЖНЕНИЯ

1. Какой диапазон частот соответствует диапазону длин световых волн 0,1...10 мкм?

2. Длина световой волны составляет 0,6 мкм. Чему равна энергия фотона?

3. Добротность оптического резонатора 2.107; длина волны излучения 0,6 мкм. Найти коэффициент потерь.

4. Предположим, что все линейные размеры резонатора (его длина, радиусы кривизны зеркал, апертуры зеркал) увеличились в два раза. Будет ли новый резонатор эквивалентен исходному?

5. Предположим, что апертуры зеркал резонатора увеличились в два раза. Как надо при этом изменить остальные параметры рассматриваемого пассивного резонатора, чтобы новый резонатор оказался эквивалентным исходному?

6. Длина резонатора 0,5 м; начальный коэффициент усиления 0,1 м⁻¹. Коэффициент потерь (без учета излучательных потерь) равен 0,081 м⁻¹. Найти оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.

7. Рассматривается лазер на рубине; в качестве зеркал резонатора используются специально обработанные торцы рубинового стержня. Найти частотный интервал между центрами двух соседних продольных мод, если длина резонатора 0,6 м. Показатель преломления рубина 1,76.

8. Предположим, что вся световая мощность лампы накачки без потерь поглощается активными центрами лазера на рубине; при этом активные центры (ионы хрома) переходят в состояние ⁴*F*₁, откуда затем попадают на верхний рабочий уровень. Используя рис. 2.4, оценить КПД лазера в рассматриваемом случае.

9. Известно, что КПД лазеров на рубине ниже 1%, т. е. существенно меньше значения, получаемого в предыдущем упражнении. Чем это объясняется?

10. Доказать, что при угле падения, равном углу Брюстера, отраженный и преломленный световые лучи взаимно перпендикулярны.

11. Какова геометрия оптического резонатора, имеющего на диаграмме устойчивости (см. рис. 2.28) координаты $g_1 = g_2 = 2$?

12. Какова геометрия оптического резонатора, имеющего на диаграмме устойчивости (см. рис. 2.28) координаты $g_1=1, g_2=1/2$?

13. Используя рис. 2.29, оценить угол расходимости выходящего из резонатора светового пучка, если длина волны излучения 0,5 мкм, а длина резонатора 0,5 м.

14. Световой пучок проходит сквозь акустооптический затвор из плавленого кварца. Диаметр светового пучка внутри затвора d=1,2 мм; скорость звука в кварце $v=6\cdot10^3$ м/с. Оценить быстродействие (время переключения) затвора.

15. Лазер генерирует регулярную последовательность световых импульсов с частотой следования $f=1~M\Gamma\mu$ (режим разгрузки резонатора). Длительность отдельного импульса $\tau=20$ нс, средняя мощность генерируемого излучения $I=10~B\tau$. Оценить мощность световых импульсов в максимуме.

16. Ширина линии усиления лазера на рубине 6.10⁹ Гц. Используя результат, полученный в упражнении 7, найти максимально возможное число продольных мод для рассматриваемого лазера.

17. Лазер работает в режиме генерации гигантских импульсов. Энергия импульса накачки 1 кДж; КПД лазера 0,5%; длительность высвечиваемого гигантского импульса 10 нс. Оценить мощность гигантского импульса в максимуме.

ОТВЕТЫ (С ПОЯСНЕНИЯМИ)

1. От 3·10¹³ до 3·10¹⁵ Гц.

2. 2 эВ.

3. Используя (1.26), находим, что коэффициент потерь равен 0,5 м⁻¹.

4. Не будет. У нового резонатора число Френеля вдвое больше, чем у исходного; см. (1.32).

5. Надо увеличить в 4 раза длину резонатора и радиусы кривизны зеркал; см. (1.32).

6. Согласно (1.49), оптимальный коэффициент излучательных потерь составляет 0,009 м⁻¹. Далее воспользуемся соотношением (1.51); учтем, что при $x \ll 1$ можно принять $e^x = 1 + x$. В результате находим, что оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала равен в данном случае 99%.

7. Согласно (1.55), искомый частотный интервал равен 1,4.10⁸ Гц.

8. В рассматриваемом случае КПД лазера определяется отношением энергии фотона генерируемого излучения к энергии фотона излучения накачки. Согласно рис. 2.4, это отношение равно примерно 1,5/2,5=0,6. Итак, искомый КПД составляет 60%.

9. Дело в том, что далеко не вся энергия накачки поглощается активными центрами. Кроме того, часть возбужденных центров переходит не на верхний рабочий уровень, а сразу на основной уровень.

10. Пусть β — угол преломления; надо доказать, что $\beta + \alpha = 90^{\circ}$ (α — угол падения, равный углу Брюстера). Учитывая, что $\sin \alpha/\sin \beta = n$ и tg $\alpha = n$, заключаем: $\sin \beta = \cos \alpha$. Отсюда видно, что углы α и β дополняют друг друга до 90°, что и требовалось доказать.

11. Из (2.1) следует, что у рассматриваемого резонатора $r_1 = r_2 = -L$. Это есть неустойчивый резонатор, образованный двумя выпуклыми зеркалами, радиусы кривизны которых равны длине резонатора.

12. Из (2.1) видно, что $r_1 = \infty$ и $r_2 = 2L$. Это есть устойчивый резонатор, образованный плоским зеркалом и вогнутым зеркалом с радиусом кривизны, равным удвоенной длине резонатора.

13. Исходя из рис. 2.29, заключаем, что угол расходимости, измеряемый в радианах, приближенно определяется отношением 2*p/L*. Используя (2.4), находим, что он равен примерно 0,001 рад, что соответствует 3,5 угловым минутам.

14. Время переключения затвора можно оценить как $d/v = 2 \cdot 10^{-7}$ с.

15. Искомую мощность можно оценить как $I/\tau f = 500$ Вт. 16. Около 40.

17. Энергия гигантского импульса составляет 5 Дж. Разделив эту энергию на длительность импульса, находим его мощность в максимуме; она составляет 5.10⁵ кВт.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адаптивная оптика 101, 102, 105. 132, 134, 143 Адаптивное зеркало 102, 103 Активная среда 14 — — инвертированная 15 Активные центры 14 Аподизирующая диафрагма 91 Ассоциативный поиск информации 127, 128 Атомные термы 39, 46, 47 Брюстера угол 45, 46, 69, 87 Волна необыкновенная 94, 95 — обыкновенная 94, 95 — опорная 1/19 сигнальная (объектная) 1.19 считывающая 120 Волоконная оптика 1/32, 1/33 Вторая оптическая гармоника 93 64, Вырожденные полупроводники 66, 67 Газолазерная резка 1)13 Газоразрядная трубка 45 Генерация гармоник 93-96 — — внутрирезонаторная 97 Гигантский импулыс 82 Голограмма 1/20, 1/21, 1/26-1/2/8 — Денисюка 1/24 Голографическая интерферометрия 139, 140 Голография 119-124, 126-129 106. Дефлекторы акустооптические 107 электрооптические 106—108 Диаграмма устойчивости резонаторов 69 Дифракционная расходимость 91 Добротность резонатора 21

Жидкие кристаллы 1/26 Запоминающая голографическая матрица 128 Затвор акустооптический 79 – электрооптический 78 Зеркало со сглаженным краем 91/ Инверсия заселенностей рабочих уровней 15—17 Испускание света вынужденное 1'3, 15, 16, 64 — — спонтанное 14, 19, 80 Квантовые переходы 12-14 — — вращательные 44 --- колебательно-вращательные 44, 58 — — междузонные 64, 67 — тримесь-зона 67 Когерентности время 10, 11 -- длина 11 Когерентность 8-11 Кодирование информации 1/28 Коэффициент излучательных потерь 23. 27 — — — оптимальный 28 — потерь 22, 23, 26, 27 - резонансного поглощения 80 - усиления 24-26 — — начальный 26-—29 Коэффициенты Эйнштейна 14, 28 Лазер 3, 24, 31-33 — аргоновый 48, 49, 1115, 1137 — гелий-неоновый 33, 45, 47, 48, 116, 120, 135-137, 141 — йодный 43 — на гранате с неодимом 37, 39, 40, 87, 97, 100, 111, 1)14, 131 — — двуокиси углерода (CO₂-ла-

зер) 50—52, 111, 112, 113, 115, 117, 131, 134 — — парах цезия 42, 43 — рубине 33, 37, 38, 116, 117, 134, 139 Лазерная локация 133, 134 — резка 112, 113 — сварка 111, 112 --- связь 130-132 — терапия 1,16 термообработка 112 — хирургия 115, 116 Лазерное пробивание отверстий 114 — разделение изотопов 117 Лазерные высотомеры 135 пироскопы 137, 138 — дальномеры 135 Лазерный контроль 138-141 термоядерный синтез 142 Лазеры газодинамические 55-58 — газоразрядные 35, 44, 45, 47, 53, 62— на красителях 40—42, 73, 81, 87, 118, 139 — — сжатых газах (см. Лазеры электроионизационные) — стеклах 40 плазменные 61, 62 - полупроводниковые инжекционные 67, 68, 130, 131 - с накачкой электронным пучком 65, 66 - твердотельные 36-40, 47, 53, 81 - химические 58-61 — эксимерные 52, 53 электроионизационные 53—55, 73 Лидар 138 Линии усиления ширина 29 Линия усиления 28-30 Метастабильный уровень 18 Мода основная (ТЕМоо) 30, 90 — поперечная 30 — продольная (аксиальная) 30 Модуляция добротности активная 76-79, 82 — — акустооптическая 78, 79 — — оптико-механическая 76 — — — электрооптическая 77, 78

— пассивная 79—81, 83 — нагрузки 85 Мюды резонатора 29, 30 Накачка оптическая 17, 34, 36-40, 42, 43, 65 — — широкополосная 43 - с использованием 17, разряда 34, 44, 45, 47-52 — — электронного пучка 52, 55, 59, 65, 66 — тепловая 17, 55—58 — химическая 17, 58—61 электроионизационная 53, 54 Нелинейная оптика 92-104 — поляризация 92 Нелинейное зеркало 103, 105, 108 Нелинейные восприимчивости 92 Окна прозрачности атмосферы 131 Оптоэлектроника 124 Отражатель в твердотельном лазере 37 — уголковый 136 Параметрическая генерация света 97---99 Параметрический генератор двухрезонаторный 99 — — однорезонаторный 99 Пикосекундные световые импульсы 86-90, 142 Плавная перестройка длины волны (частоты) 72-74, 97 Плоскость главного сечения кристалла 95 поляризации волны 5 *p*—*n*-переход 67, 68, 130 Поглощение света 12, 15, 16, 64 Потери внутри резонатора 22, 23 - дифракционные 23, 24 излучательные 23 Призма Глана-Фуко 99 Примеси акцепторные 66 - донорные 66 Просветляющийся фильтр 79-81, 88, 89 Пространственная модуляция 125 Пространственное разрешение 120 Пространственный сигнал 125

Рабочие уровни 15-19, 38-40, 47-49, 51-53 Рабочий переход 15 Рабочих переходов подавление 72 Разлетные молекулы 52 Разряд дуговой 44, 45, 48 тлеющий 44, 45, 50 Распознавание образов 128 Режим генерации гигантских импульсов 82-84 модуляции напрузки (см. Режим разпрузки резонатора) — разгрузки резонатора 85, 86 — свободной генерации 81, 82 - синхронизации мод 86, 87 Резонансная передача энергии 48, 52 Резонансные частоты 29 Резонатор конфокальный 70 — оптический 20—25, 29, 30, 32, 68 - 71— пассивный 22 Резонатора период 88 Резонаторы изломанные 68, 87 — кольцевые 68, 137 неустойчивые 69, 71, 90 — телескопические 71 - селективные 74 эквивалентные 24 Световая волна 4-11 и дальше Светового потока плотность 16 Селекция мод 74-76, 90 Сечение процесса 16 Синхронизация мод активная 87, 90 — — паюсивная 88, 89 Синхронизм волновой 94-98 - 90-прадусный 96

Степень когерентности 9-11

 немонохроматичности 10 поляризации 10 расходимости 10 Типы колебаний молекулы СО2 51 — — резонатора (см. Моды резонатора) Угол анизотропии 96 — синхронизма 95 Фотодиссоциация 43, 59 Фотоионизация 55 — двухступенчатая 118 Фотоника (см. Оптоэлектроника) Фотонные состояния 6, 7, 19-21 — — выделенные 20, 46 — — невыделенные 20, 46 Фотоны 5-8, 10, 12-16, 19-21, 64, 80, 84 Френеля число 24 Хранение информации 1/26-1/29 Электронное возбуждение 47, 49 — девозбуждение 48 Электронные конфигурации 46, 47, 49 Энергетические уровни 12, 15 Эффект вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна 103 двухфотонного поглощения 84 комбинационного рассеяния 139 обращения фронта 101—105 — просветления среды 80, 81, 88, 100 электрооптический Керра 77 — Поккельса 77, 107

Ячейка Поккельса 77, 107

оглавление

Преди	словие	3
Глае	за первая. Принципы работы лазера	
§ 1.4. § 1.2. § 1.3.	Световые волны и фотоны	4 8
3 2.27	щения света	12
§ 1.4.	Инвертированная активная среда	14
§ 1.5.	Возникновение лазерной генерации. Оптический резонатор	19
§ 1.6. § 1.7.	Основные сведения о лазере	24 31
Глан	за вторая. Типы лазеров	
§ 2.1.	Типы лазеров и способы накачки (общие замечания)	33
§ 2.2.	Твердотельные лазеры (на рубине; на гранате с неодимом; на стеклах)	36
§ 2.3.	Лазеры на растворах органических красителей	40
§ 2.4.	Фотодиссоционные лазеры	42
§ 2.5.	Ионные лазеры и лазеры на атомных переходах (аргоновый ла-	
	зер; гелий-неоновый лазер)	44
§ 2 .6.	Молекулярные лазеры (лазер на двуокиси углерода; эксимерные	
	лазеры)	50
§ 2.7.	Электроионизационные лазеры	53
§ 2.8.	Газодинамические лазеры	50
§ 2.9.	Лимические лазеры	61
§ 2.10	Плазменные лазеры (с накашкой электронным пушком: ин-	01
y 2.11	. Полупроводниковые лазоры (с накачкой электронатым нучком, ла	63
§ 2.12	Типы оптических резонаторов	68
- Глан	за третья. Управление излучением лазера	
\$ 21		
y 0.1.	пазерного излучения (полавление перехолов: плавная перестройка	
	личы волны: селекция центральной продольной моды)	72
\$ 3.2.	Молуляция добротности резонатора (оптико-механическая; элек-	
3 0.21	трооптическая; акустооптическая; пассивная)	76
§ 3.3.	Генерация световых импульсов (овободная генерация; генерация	
-	гигантских импульсов; увеличение длительности импульса; генера-	
	ция последовательности импульсов с высокой частотой следования)	81
§ 3.4.	Сверхкороткие (пикосекундные) импульсы	86

151

§	3.5.	Управление пространственной структурой поля излучения лазера	90
§	3.6.	Преобразование частоты излучения в нелинейной среде (генерация	
		второй гармоники; генерация четвертой гармоники; параметричес-	
		кая генерация света)	91
§	3.7.	Корректировка волнового фронта излучения	101
§	3.8.	Отклонение и сканирование светового луча (электрооптические	
		дефлекторы непрерывного и дискретного действия; акустооптичес-	
		кие дефлекторы)	105
г	пав	а цетвертая Применение дазеров	
1	лар		
§	4.1.	Лазерная обработка материалов (сварка; термообработка; резка;	
		пробивание отверстий)	109
Ş	4.2.	Лазеры в медицине	145
§	4.3.	Лазерное разделение изотопов	117
§	4.4.	Оптическая голография	119
§	4.5.	Лазеры в информационных системах	124
§	4.6.	Лазерная связь (через свободное пространство; по оптическим вол-	
		новодам)	130
§	4.7.	Лазеры в локации и измерительной технике (лазерно-локационные	
		системы; лазерные дальномеры; интерферометрический метод изме-	
		рения расстояний; измерение скорости потока жидкости; лазерные	
		гироскопы)	133
§	4.8.	Лазерный контроль (контроль состояния атмосферы; голографи-	
		ческая интерферометрия; система контроля посадки самолета).	138
§	4.9.	Лазерный термоядерный синтез	141.
Ι	Трило	жение. Параметры некоторых типов отечественных лазеров	143
J	Іитер	атура для самостоятельного чтения	14 4
2	7праж	иения	145
I	Іредм	иетный указатель	148

