

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра молекулярной физики

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-
ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ.
КВАНТОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

Учебно-методическое пособие

Составители: С. И. Ткаченко
 Ю. Г. Калинин

МОСКВА
МФТИ
2014

Рецензент

Доктор физико-математических наук *А. В. Максимычев*

Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Квантовые излучатели : учебно-методическое пособие / сост.: С. И. Ткаченко, Ю. Г. Калинин. – М.: МФТИ, 2014. – 44 с.

Учебно-методическое пособие знакомит студентов с методами исследования вещества в разных состояниях по его излучательно-поглощательным характеристикам. В нем кратко изложены научно-теоретические основы этих методов с упором на физический смысл и наглядность моделей, используемых для описания процессов, происходящих в исследуемом веществе и диагностическом оборудовании. Как правило, авторы избегали подробных выводов, предполагая, что они должны быть знакомы студентам из курсов общей и теоретической физики.

Предназначено для студентов 3–4 курсов факультетов молекулярной и химической физики и биологической и медицинской физики, изучающих курс «Физические методы исследований».

УДК 535.33

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
9. Квантовые излучатели.....	4
9.1. Коэффициенты поглощения и усиления	4
9.2. Методы создания инверсной заселенности.....	7
9.3. Излучаемая мощность при вынужденном испускании.....	8
9.4. Принцип действия лазера (условие генерации).....	10
9.5. Получение коротких импульсов света	12
9.6. Источники накачки лазеров.....	20
9.7. Активные среды	22
9.8. Получение инверсной заселенности в полупроводниках	31
9.9. Полупроводниковые лазеры.....	37
9.9. Светодиоды	41
Литература	43

Введение

В настоящее время создано большое количество квантовых излучателей – генераторов и усилителей – оптического диапазона (обычно называемые лазерами – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) самых разных типов, мощностей, длительностей импульсов (от непрерывного до фемтосекундного); очень большой также диапазон энергии излучаемых квантов. Лазеры широко применяются в различных областях человеческой деятельности. В химии лазеры применяются как в целях диагностики (резонансное комбинационное рассеяние, когерентное антистоксово комбинационное рассеяние), так и для получения необратимых химических изменений (лазерная фотохимия). В биологии и медицине лазеры получили широкое распространение как в целях диагностики (флуоресценция, резонансное комбинационное рассеяние, пикосекундные импульсно-фотолизные методы наблюдения динамических свойств биологических молекул в возбужденном состоянии), так и для получения необратимых изменений в биологических молекулах, клетках или тканях (лазерная фотобиология и лазерная хирургия).

Необходимо отметить, что за рамками данного методического пособия остаются бурно развивающиеся мощные лазеры, используемые в экспериментах по получению управляемого термоядерного синтеза.

9. Квантовые излучатели

9.1. Коэффициенты поглощения и усиления

В *линейных системах (коэффициент поглощения в которых не зависит от мощности излучения)* изменение мощности электромагнитной волны dP при прохождении ею расстояния dx можно записать как $dP(x) = a P(x) dx$. Решением этого уравнения является функция $P(x) = P_0 \exp(ax)$ (закон Бугера–Ламберта–Бера). При этом если **коэффициент** a отрицательный ($a = -\alpha$), то говорят о **поглощении** излучения средой, а если положительный ($a = \gamma$) – об **усилении**; соответственно коэффициенты α и γ называются коэффициентом поглощения и усиления среды.

Связь между коэффициентом поглощения и **эффективным сечением поглощения** легко установить с помощью простой модели поглощающих центров, не влияющих друг на друга. Если считать, что каждый погло-

щающий центр расположен внутри круглой площадки с поверхностью σ , поглощающей падающее на нее оптическое излучение (это обычное определение эффективного сечения реакции), то на длине dx при единичной площади сечения падающего излучения суммарная поверхность таких площадок составит $N_0 \sigma dx$ в 1 см^3 (здесь N_0 – число поглощающих центров в 1 см^3). В этом случае можно записать

$$\sigma N_0 = \alpha. \quad (9.1)$$

Пусть существует двухуровневая система (рис. 9.1), в которой энергия уровня 2 (E_2) больше, чем энергия уровня 1 (E_1) на величину $E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu_{21}$. Для описания переходов между этими уровнями используются коэффициенты Эйнштейна A_{21} – вероятность спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1, B_{12} и B_{21} – вероятности индуцированного перехода с уровня 1 на уровень 2 и, наоборот, под действием кванта с энергией E_{21} .

Напомним, что индуцированные переходы обладают следующими важными свойствами:

- 1) **вероятность индуцированных переходов отлична от нуля только для внешнего поля резонансной частоты**, энергия кванта которого $h\nu$ совпадает с разностью энергий двух рассматриваемых изолированных состояний E_2 и E_1 ;
- 2) кванты электромагнитного поля, излученные при индуцированных переходах, полностью тождественны квантам поля, вызвавшего эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при **индуцированных переходах, имеют одинаковую частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, т.е. они неразличимы (тождественны)**.

Зная коэффициенты Эйнштейна, можно получить выражения для коэффициентов поглощения и усиления среды и сформулировать условие перехода среды из поглощающего в усиливающее состояние¹.

Рассмотрим плоскую электромагнитную волну с частотой ν , распространяющуюся в направлении x , выделим на поверхности этого волнового

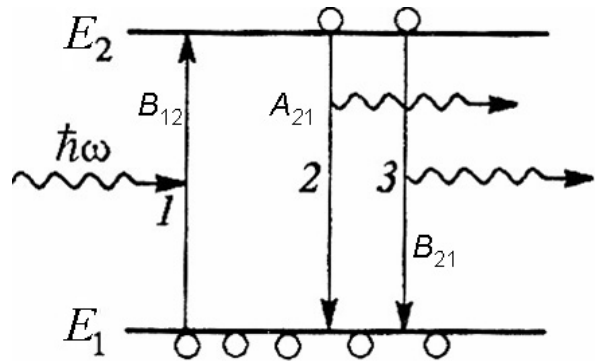


Рис. 9.1. Схематическое изображение излучающей двухуровневой системы

¹ Мы будем рассматривать системы, у которых время жизни на верхнем уровне велико, т.е. метастабильные уровни, в этом случае спонтанными переходами можно пренебречь (подробнее см. далее).

фронта площадку в 1 см^2 . Плотность мощности $P(x)$, поглощаемая в слое dx , может быть записана как

$$-dP(x)/dx = B\varepsilon(x)N_1h\nu. \quad (9.2)$$

Напомним, что $B = B_{12} = B_{21} = c^3/8\pi h\nu^3\tau$ – коэффициенты Эйнштейна, N_1 – плотность атомов в нижнем состоянии, $\varepsilon(x)$ – плотность энергии волны. Связь $\varepsilon(x)$ и $P(x)$ дается очевидной формулой

$$P(x) = \varepsilon(x)c/n, \quad (9.3)$$

где n – показатель преломления среды. Отсюда следует уравнение

$$-dP(x)/dx = BN_1h\nu P(x)n/c. \quad (9.4)$$

Его решение имеет вид $P(x) = P(0)\exp(-\alpha x)$, где введено обозначение

$$\alpha = BN_1h\nu n/c; \quad (9.5)$$

зная коэффициент Эйнштейна B , можно вычислить коэффициент поглощения α . Все изложенное относится к одночастотному излучению, спектр которого выражается δ -функцией. В действительности же мы имеем дело с уширенной спектральной линией испускания или поглощения. Поэтому в выражении для dP/dx в правой части (9.4) нужно добавить множитель $g(\nu)$ (**формфактор**). Можно сказать, что при этом используется закон умножения вероятностей независимых событий, а именно, вероятности перехода для линии в целом, определяемой коэффициентом Эйнштейна, и вероятности поглощения или испускания фотона с заданной частотой в пределах контура линии.

В простейшем случае прямоугольного контура спектральной линии условие нормировки принимает вид $g\Delta\nu = 1$, т.е. при прочих равных условиях коэффициент поглощения обратно пропорционален ширине линии $\Delta\nu$.

Совершенно аналогично можно получить формулу для стимулированного излучения. Разница только в том, что вместо $-dP/dx$ надо писать $+dP/dx$ и вместо плотности атомов в нижнем состоянии N_1 войдет их плотность N_2 в верхнем состоянии. При этом получится формула для коэффициента усиления стимулированного излучения $\gamma(\nu)$:

$$\gamma(\nu) = BN_2h\nu g(\nu)n/c. \quad (9.6)$$

В общем случае изменение мощности волны при распространении в среде будет выражаться законом

$$P(x) = P(0)\exp[(\gamma - \alpha)x] = P(0)\exp\{g(\nu)Bh\nu n/c[N_2 - N_1]\}. \quad (9.6')$$

Таким образом, для реализации процесса усиления электромагнитной волны, т.е. преобладания стимулированного излучения, необходимо обеспечить **инверсию заселенности** $N_2 > N_1$. В этом случае мощность волны будет расти экспоненциально при распространении в среде.

Обратим внимание на то, что мы рассматривали плоскую волну, т.е. пучок параллельных лучей. Такая волна соответствует фотонам с определенной энергией и импульсом; фотоны, рожденные при стимулированных актах излучения, имеют точно такие же энергию и импульс, как и исходные фотоны, и принадлежат той же плоской волне. Что касается фотонов, рожденных при спонтанных актах, то они могут иметь произвольное направление импульса. При несовпадении с направлением импульса исходной плоской волны они ее не усиливают.

Таким образом, среда с инверсией заселенности энергетических уровней усиливает электромагнитную волну по экспоненциальному закону. По мере роста интенсивности волны процесс усиления начинает ограничиваться опустошением верхнего уровня самой волной вследствие сокращения времени жизни возбужденных атомов при конечной скорости возбуждения внешним источником. Поэтому экспоненциальный закон имеет место в ограниченном диапазоне интенсивностей, а далее происходит переход к насыщению.

Для практических целей интересны как усилители слабых сигналов (информационных), так и усилители больших мощностей.

9.2. Методы создания инверсной заселенности

При термодинамическом равновесии энергетические уровни атомов, ионов, а также электронные и колебательные уровни молекул заселены в соответствии с распределением Больцмана:

$$N_2/N_1 \sim \exp(-(E_2 - E_1)/kT), \quad (9.7)$$

здесь k – постоянная Больцмана, T – температура, т.е. наиболее заселенными являются нижние уровни. Для достижения инверсии населенности уровней необходимо затратить энергию внешних источников, которая расходуется на переход системы из нижнего энергетического состояния в верхнее, т.е. произвести **накачку**. Для этих целей часто используются источники электромагнитного излучения нужной частоты (**оптическая накачка**). Условия, в которых производится накачка, существенно отличаются в оптических квантовых генераторах (лазеры) и в генераторах радиодиапазона (мазеры). Расстояния между «рабочими» уровнями в мазерах составляют $\sim 10^{-4}$ – 10^{-3} эВ (отметим, что эта величина мала по сравнению с тепловой энергией, соответствующей комнатной температуре $kT \sim 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ), поэтому при нормальных температурах (и даже при охлаждении) населенности этих уровней мало отличаются. В оптическом же диапазоне расстояние между уровнями (даже в красной области спектра) составляет около 1.5 эВ, поэтому верхний из рабочей пары уровней оказывается практически пустым. Поэтому для создания инверсной заселенности в **радиодиапазоне достаточно слегка уменьшить населен-**

ность нижнего уровня или увеличить населенность верхнего; в оптическом же диапазоне для той же цели нужно кардинально менять населенности уровней.

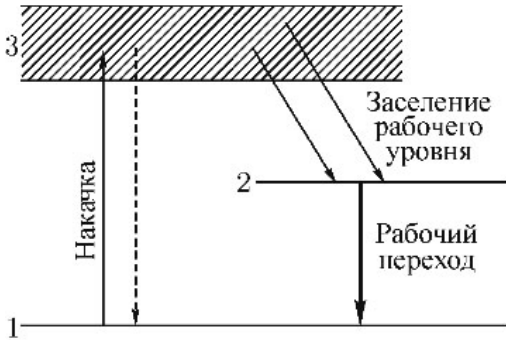


Рис. 9.2. Схема получения инверсной населенности в трехуровневой лазерной системе

Ввиду того что вероятность поглощения равна вероятности вынужденного испускания ($B_{12} = B_{21}$), инверсную заселенность в двухуровневой системе невозможно создать оптической накачкой. Поэтому для создания инверсной населенности чаще всего используют трех- и четырехуровневые системы. На рис. 9.2 изображена трехуровневая система, используемая в оптическом диапазоне (например, в рубиновом лазере). Излучение накачки переводит атомы

из состояния 1 в состояние 3. Из состояния 3 атомы могут вернуться либо в состояние 1, либо перейти в 2. Первый уровень должен быть плотно заселен, обычно им является основной уровень. На втором уровне атомы будут накапливаться в том случае, если он *долгоживущий (метастабильный)*. Только при этом условии на втором уровне можно накопить достаточное количество атомов, превосходящее число атомов в основном состоянии. Вероятность переходов связана с шириной уровня соотношением неопределенностей $\Delta E \tau \approx \hbar$. Поэтому уровень 2 должен быть узким. Легко видеть, что уровень 3, наоборот, должен быть очень широким — лишь в этом случае удастся полезно использовать заметную часть спектра оптического излучения накачки. Ясно также, что переход $3 \rightarrow 2$ должен происходить с вероятностью, желательнее большей, чем переход $3 \rightarrow 1$. Переход $3 \rightarrow 2$ нередко является безызлучательным; в таких переходах излишняя энергия атома передается не кванту, а кристаллической решетке (твердые тела) или сталкивающимся атомам (газы).

9.3. Излучаемая мощность при вынужденном испускании

Поглощение излучения на пути l в среде пропорционально величине $e^{-\alpha l}$. Коэффициент поглощения α связан с населенностью следующим образом (9.1):

$$\alpha_{12} = (N_1 - N_2) \sigma_{12}, \quad (9.8)$$

где σ_{12} — эффективное сечение для перехода типа $1 \rightarrow 2$; индекс при населенности уровня обозначает номер уровня, соответствующий рис. 9.2. Если $N_2 > N_1$ (при инверсии населенностей), $\alpha < 0$ и происходит усиление световой волны. Поскольку коэффициент α мал (например, у аргонного

лазера на разных длинах волн коэффициент линейного усиления может меняться в диапазоне $\sim 10^{-3}$ – 10^{-2} см $^{-1}$; гелий-неонового на длине волны 632.8 нм – $\sim 10^{-4}$ см $^{-1}$; неодимового – ~ 0.1 см $^{-1}$ и рубинового – ~ 0.2 см $^{-1}$), активная среда должна иметь достаточную длину для получения усиления, пригодного для практических целей (до нескольких десятков метров в газовых лазерах). Однако роль «длинного» активного элемента прекрасно выполняет оптический резонатор, состоящий из двух плоских зеркал. Свет, который распространяется вдоль оси стержня, отражается зеркалами и вновь направляется в усиливающую среду. Как мы увидим далее, для генерации колебаний достаточно незначительного превышения населенности N_2 над N_1 . При вынужденном испускании система излучает мощность

$$P_{\text{изл}} = B_{12}(N_2 - N_1)V h \nu_{21}, \quad (9.9)$$

где V – объем кристалла.

Рассмотрим подробнее **трехуровневую** систему. Если интенсивность спонтанного излучения невелика ($A_{21} \approx 0$), то каждому поглощенному кванту излучения накачки ($h \nu_{13}$) соответствует испускание одного кванта с энергией $h \nu_{21}$. Поскольку суммарная плотность атомов равна $N_0 = N_1 + N_2 + N_3$, причем $N_3 \approx 0$ (ввиду того, что этот уровень широкий/короткоживущий) и $N_1 \approx N_2$, то

$$N_2 \approx N_1 \approx 0.5 N_0. \quad (9.10)$$

Таким образом,

$$P_{\text{изл}}/P_{\text{нак}} = (\nu_{21}/\nu_{31})\sigma_{13} 0.5 N_0 V, \quad (9.11)$$

где σ_{13} – эффективное сечение поглощения энергии накачки.

Отметим недостаток трехуровневой системы (например, рубинового лазера). **В оптическом диапазоне населенность уровня 2 до накачки исчезающе мала по сравнению с населенностью первого уровня. На предшествующее генерации выравнивание населенностей приходится тратить много энергии, которая пропадает бесполезно.** Этого недостатка лишены четырехуровневые системы (например, неодимовый лазер). **В четырехуровневой системе рабочий переход происходит между уровнями 3 и 2 (см. рис. 9.3), ни один из которых не совпадает с основным.** Накачка переводит атомы из основного (первого) состояния в четвертое. Третий уровень заселяется с четвертого. В оптической области существенное отличие четырехуровневых систем от трехуровневых заключается в том, что нижний рабочий уровень (2 на рис. 9.3) с самого начала пустой или почти пустой. **Поэтому даже небольшое количество атомов, появившихся на третьем уровне, приводит к его инверсной заселенности по отношению ко второму.**

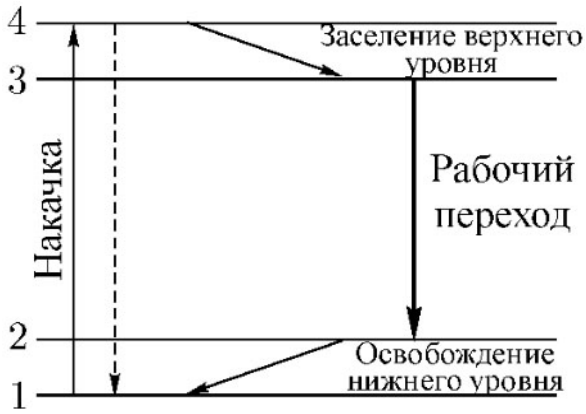


Рис. 9.3. Схема четырехуровневой системы с рабочим переходом между уровнями 3→2

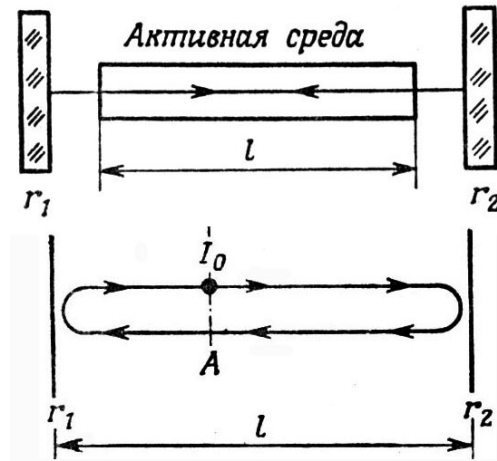


Рис. 9.4. Схема создания положительной обратной связи с помощью зеркал резонатора

9.4. Принцип действия лазера (условие генерации)

Первая идея реализации принципа обратной связи в оптике была предложена А.М. Прохоровым. Она состояла в размещении активной среды с малым коэффициентом усиления в интерферометре Фабри–Перо, выполняющем функции накопителя фотонов и резонатора, выбирающего из широкой спектральной линии усиления дискретные узкие резонансные линии. Простейший интерферометр Фабри–Перо состоит из двух плоских зеркал, помещенных параллельно друг другу на определенном расстоянии (см. рис. 9.4). В дальнейшем рассмотрении будем считать, что кристалл занимает практически все пространство между зеркалами.

Предположим, что активная среда с отрицательным поглощением находится между двумя зеркалами с коэффициентами отражения r_1 и r_2 (рис. 9.4). Не учитывая потери на дифракцию и рассеяние в системе, легко вывести упрощенное условие генерации. Пусть световой пучок с интенсивностью I_0 распространяется из точки A и после отражения от двух зеркал возвращается в эту же точку. При длине промежутка l , занятого усиливающим веществом, условие генерации имеет вид

$$I_0 r_1 r_2 e^{-2\alpha l} \geq I_0. \quad (9.12)$$

Считая, что знак равенства соответствует порогу генерации и принимая во внимание, что $2\alpha l$ много меньше единицы, получаем

$$r_1 r_2 e^{-2\alpha l} \approx r_1 r_2 (1 - 2\alpha l) \approx 1 \text{ или } -\alpha = (1 - r_1 r_2) / (2l r_1 r_2). \quad (9.13)$$

Из (9.7) получим

$$-\alpha_{12} / (\sigma_{12} N_1) = (N_2 - N_1) / N_1. \quad (9.14)$$

С учетом того, что поглощение отрицательно, а $N_1 \approx N_2 \approx N_0/2$, получаем

$$N_2/N_1 \approx 1 + (1 - r_1 r_2) / (l \sigma_{12} N_0 r_1 r_2).$$

Например, в кристалле рубина при $r_1 = r_2 = 0.9$, $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 1 \text{ см}$, $\sigma_{12} = 2.5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$

$$N_2/N_1 \approx 1 + 10^{-3}. \quad (9.14')$$

В действительности инверсия населенностей должна быть существенно выше, чтобы скомпенсировать потери лучистой энергии в реальном резонаторе.

Зеркала обеспечивают возможность многократного прохода плоской волны, если ее волновой вектор направлен по оси интерферометра.

Если же он имеет наклон к оси, то после нескольких проходов волна покинет область пространства между зеркалами. Инвертированная среда будет при каждом проходе усиливать волну (см. рис. 9.5) и тем самым повышать плотность фотонов, причем аксиальные моды усилятся в большей степени, чем внеаксиальные. В силу того, что вероятность рождения фотонов тем больше, чем больше плотность уже имеющихся таких же фотонов, конкуренция между аксиальными и внеаксиальными модами за использование инверсии заселенности будет складываться в пользу аксиальных мод. Если в начальный момент после возбуждения активной среды начнется спонтанное излучение, то из него сразу выделятся те фотоны, которые соответствуют максимуму в спектральном распределении усиления. Они будут размножаться, опустошая возбужденный уровень и не оставляя возможности размножаться другим фотонам.

Функция интерферометра Фабри–Перо не исчерпывается влиянием на конкуренцию аксиальных и внеаксиальных мод при многих проходах между зеркалами. Очевидно, что встречные волны аксиальных мод образуют стоячую волну, в пучностях которой плотность фотонов достигает максимума, что дополнительно влияет на рост вероятности рождения аксиальной моды. Поскольку на расстоянии между зеркалами должно уложиться целое число

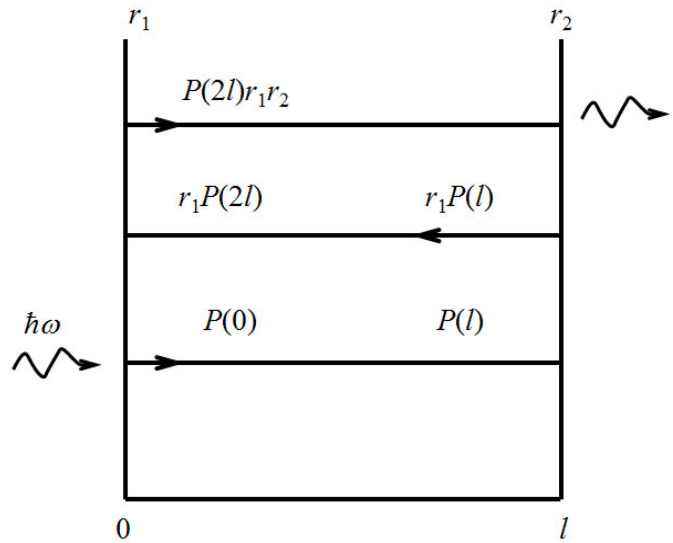


Рис. 9.5. Схема усиления плоской волны

половины длины волны в среде $\lambda_{\text{ср}} = \lambda/n$, где n – показатель преломления, то аксиальные стоячие волны должны удовлетворять условию

$$2nl = q\lambda, \quad (9.15)$$

где $q \gg 1$ – целое число. Это означает, что интерферометр Фабри–Перо имеет много собственных частот, соответствующих резонансам. Поэтому он выбирает из широкого контура усиления много узких спектральных линий, соответствующих различным аксиальным модам (см. рис. 9.6).

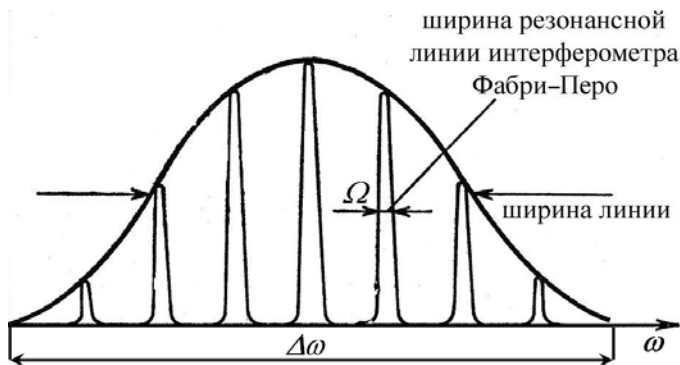


Рис. 9.6. Эквидистантные моды резонатора на фоне контура усиления активной среды

Одно из зеркал можно сделать «глухим», т.е. отражающим практически все падающее излучение (при изготовлении современных многослойных диэлектрических интерференционных зеркал достигнуты значения $r_1 = 0.998$); это снижает требование к степени возбуждения среды. Так как через второе зеркало выпускается часть излучения, его

нельзя делать «глухим»; на практике используются зеркала с коэффициентом отражения $r_2 \sim 0.95\text{--}0.98$.

Описанный режим, при котором за время накачки не меняются свойства резонатора (его добротность), называется режимом *свободной генерации*. Отметим, что при возникновении генерации происходит настолько быстрое обеднение верхнего рабочего уровня активной среды, что, как правило, источник накачки не справляется с поддержанием нужного уровня инверсной населенности. В результате при генерации индуцированное излучение обедняет верхний уровень ниже порогового значения и генерация прекращается. В отсутствие генерации источник накачки в течение некоторого интервала времени восстанавливает необходимый уровень инверсной населенности, что снова приводит к генерации, и т.д. Таким образом, процесс образования «пиков» лазерного излучения многократно повторяется, и такой режим свободной генерации часто называют *пиковым режимом*.

9.5. Получение коротких импульсов света

Самый простой способ получения короткого импульса света заключается в использовании оптического затвора, с помощью которого из пучка непрерывного излучения вырезается короткая часть. По существу такой способ является амплитудной модуляцией интенсивности света. Поэтому мощность и интенсивность в импульсе не может превосходить мощность и интенсивность излучения, из которого он вырезается.

Для повышения эффективности работы лазера в импульсном режиме было предложено не вырезать короткий импульс из непрерывного пучка, а раз-

делить во времени процессы создания инверсной населенности в активной среде (процесс накачки) и сам процесс генерации.

Модуляция добротности. Для того чтобы возникающая генерация не препятствовала повышению величины инверсной населенности, предлагается на время создания инверсной населенности (горения лампы накачки) предотвратить процесс генерации, уменьшив добротность резонатора до уровня, который обеспечит отсутствие генерации. После того как достигается максимальный уровень инверсной населенности, быстро включается высокая добротность резонатора (см. рис. 9.7). Условия генерации оказываются выполненными – усиление на проход значительно превышает пороговое значение. В результате лавинный экспоненциальный рост интенсивности получается с существенно большим коэффициентом усиления по сравнению с тем, который получается при обычном режиме свободной генерации.

Осуществление метода модуляции добротности сводится к тому, чтобы на время накачки активной среды увеличить потери в резонаторе. При этом необходимо помнить, что время такого включения добротности должно быть порядка времени прохода светом расстояния между зеркалами резонатора, т.е. порядка нескольких наносекунд. Это можно осуществить либо изменением его геометрии (изменяя угол наклона зеркала по отношению к оси резонатора), либо помещая в резонатор между зеркалами элементы, в которых поглощение света может изменяться во времени: *пассивные – самопроектирующиеся поглотители, активные – управляемые электрооптические затворы.*

Первые из них основаны на *эффekte просветления* – увеличении прозрачности среды под действием интенсивных потоков электромагнит-

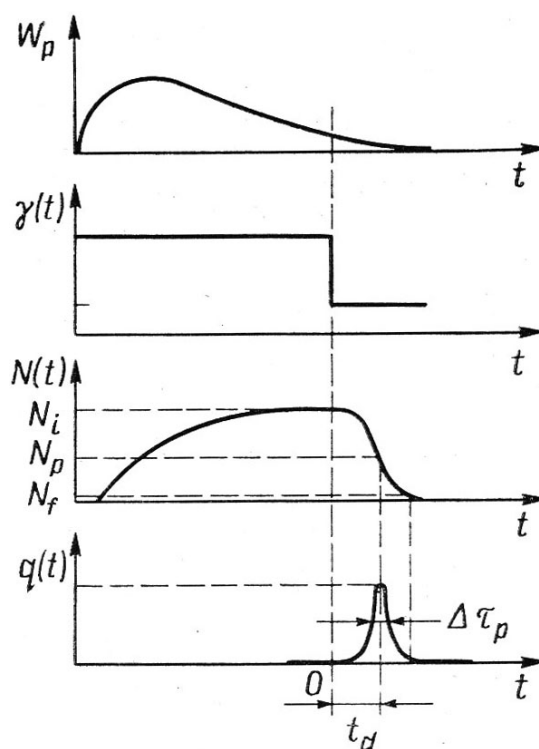


Рис. 9.7. Развитие импульса в лазере с модуляцией добротности, W_p – скорость накачки; γ – потери в резонаторе; N – инверсия населенности; q – число фотонов; $\Delta\tau_p$ – длительность импульса излучения; t_d – время от включения добротности до достижения максимума генерации; N_i, N_p, N_f – значения населенности в моменты начала импульса излучения, достижения его максимальной амплитуды и окончания

ного излучения, что чаще всего обусловлено уменьшением резонансного поглощения в веществе. Наиболее распространенным механизмом является **эффект насыщения** – с увеличением мощности падающего излучения населенности верхнего и нижнего уровней соответствующего перехода выравниваются, что ведет к выравниванию скоростей поглощения и вынужденного излучения. В результате поглощаемая мощность стремится к пределу, обусловленному спонтанными и возможными безызлучательными переходами с верхнего уровня на другие.

Из способов активной модуляции в настоящее время наибольшее распространение получили затворы на эффекте Поккельса. Его суть сводится к вращению плоскости поляризации света, проходящего через анизотропные кристаллы: в присутствии продольного электрического поля двулучепреломление увеличивается или наводится. Этот эффект является линейным, т.е. угол поворота пропорционален напряженности электрического поля. Кристалл в сочетании с соответственно расположенными поляризаторами позволяет управлять прозрачностью этой системы при изменении величины приложенного к кристаллу напряжения. В качестве кристаллов чаще всего употребляются ниобат лития (LiNbO_3), дигидрофосфат калия – KDP (KH_2PO_4) и дейтерированный дигидрофосфат калия – DKDP (KD_2PO_4); по сочетанию своих качеств – чувствительность и стойкость к мощному излучению – последний является лучшим. Характерные величины напряжений для управлений затворами в зависимости от кристаллов и оптических схем лежат в пределах 5–15 кВ.

Рассмотрим подробнее конструкцию одного из вариантов оптического затвора, основанного на эффекте Поккельса. На рис. 9.8а показан лазер с модуляцией добротности, использующий соответствующую комбинацию поляризатора и ячейки Поккельса. Последняя ориентирована и к ней подведено напряжение смещения таким образом, что оси x и y наведенного двулучепреломления располагаются в плоскости, перпендикулярной оси лазерного резонатора. Ось поляризатора образует с главными осями двулучепреломляющей ячейки угол 45° .

Рассмотрим световую волну, распространяющуюся из активной среды к системе поляризатор–ячейка Поккельса. Поляризатор пропустит к ячейке лишь то лазерное излучение, которое поляризовано вдоль оси поляризатора. Поэтому электрическое поле этой волны окажется под углом 45° к главным осям x и y ячейки Поккельса и может быть разложено на компоненты E_x и E_y (рис. 9.8а) вдоль этих осей, колеблющиеся в фазе. Пройдя через ячейку Поккельса, обе компоненты испытывают различные фазовые набег, что приводит к сдвигу фаз:

$$\Delta\varphi = k\Delta n \cdot L_c, \quad (9.17)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $\Delta n = n_x - n_y$ – величина наведенного двулучепреломления; L_c – длина кристалла. Если приложенное к ячейке Поккельса напряжение такое, что $\Delta\varphi = \pi/2$, то две компоненты, прошедшие через ячейку, будут отличаться по фазе на $\pi/2$, т.е. волна становится поляризованной по кругу. После отражения от зеркала волна еще раз проходит через ячейку и ее компоненты приобретают дополнительный сдвиг в $\pi/2$, т.е. суммарный сдвиг становится равным π . В результате полное поле будет опять линейно поляризованным, но направление его поляризации составит $\pi/2$ с направлением поляризации падающей волны, следовательно, это излучение не пропускается поляризатором, а отражается из резонатора наружу. Данное состояние соответствует закрытому затвору, открывается затвор снятием напряжения.

Так как эффект Поккельса практически безынерционен (быстродействие порядка 10^{-12} с), времена срабатывания затворов, использующих его, определяются параметрами электрических импульсов, с помощью которых производится управление затвором. Современные электронные схемы позволяют формировать электрические импульсы с амплитудой до нескольких киловольт с фронтами до долей наносекунд и с регулируемой длительностью в широких пределах. Важно также, что схему управления затвором можно синхронизовать с внешним сигналом.

Таким образом, при закрытом затворе на метастабильном уровне накапливается энергия возбужденных молекул или ионов, которая при открывании затвора излучается за короткий промежуток времени ($\sim 10^{-8}$ с).

Это позволяет развить большую мощность. Такие лазерные импульсы получили название гигантских, а конструкции получили название лазеров с *модулированной добротностью*. Импульсы можно усилить по мощности, используя каскад лазерных усилителей, при этом могут быть достиг-

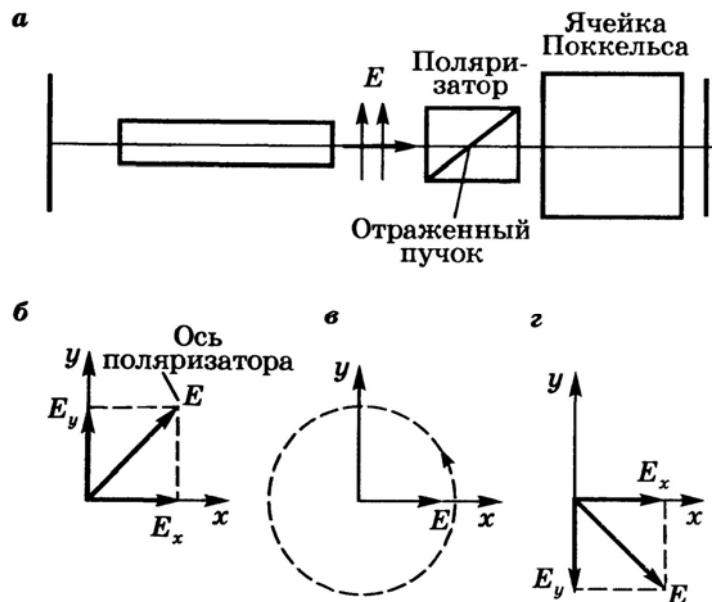


Рис. 9.8. а – возможное взаимное расположение поляризатора и ячейки Поккельса, которые используются для модуляции добротности. На рисунках б, в и г показаны направления компонент электрического поля вдоль осей двулучепреломления ячейки Поккельса в плоскости, перпендикулярной оси резонатора

ноты мощности $\sim 10^{10}$ Вт и более; при фокусировке лазерного пучка достигаются интенсивности $10^{10} - 10^{14}$ Вт/см². (В настоящее время в многомодульных лазерах, используемых для исследований в области лазерного управляемого термоядерного синтеза, достигнуты мощности $\sim 10^{16}$ Вт.)

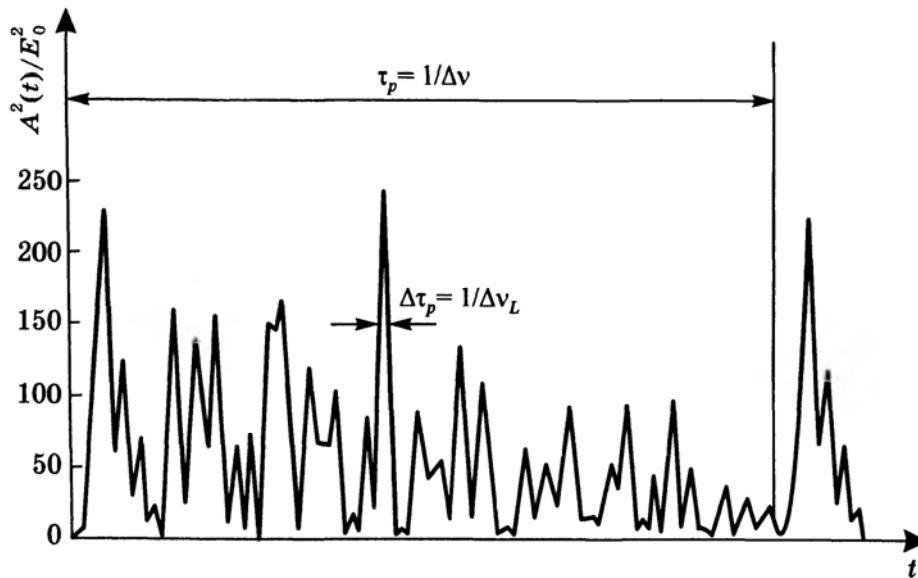


Рис. 9.9. Пример зависимости квадрата амплитуды $|A(t)|^2$ полного электрического поля, полученного в лазерном импульсе с модуляцией добротности, от времени для $N = 31$ генерирующей моды, имеющей одинаковую амплитуду E_0 и случайные фазы

Лазеры с модуляцией добротности сыграли большую роль в развитии нелинейной оптики, в частности, были исследованы такие фундаментальные эффекты нелинейной оптики как многофотонное поглощение, вынужденные комбинационные рассеяния (Рамана и Мандельштама–Бриллюэна), многофотонный фотоэффект и др.

Синхронизация мод. Как было указано выше, лазер может генерировать различные частотные моды, попадающие в контур полосы усиления активной среды. Чем шире полоса усиления, тем больше мод генерируется. Эти моды практически не связаны друг с другом по фазе, то есть значения относительных фаз имеют хаотическое распределение. Поэтому в результате сложения амплитуд колебаний многих мод получается зависимость интенсивности излучения от времени в виде беспорядочного набора флуктуаций интенсивности, таких, например, как на рис. 9.9.

Это обусловлено тем, что эти импульсы возникают из суммы N компонент, равномерно разделенных в частотном диапазоне. Предположим теперь, что генерирующие моды все еще имеют одинаковые или сравнимые амплитуды и что в лазере каким-либо образом созданы условия, когда фазы различных мод связаны определенным соотношением. Такие лазеры называются лазерами с синхронизацией мод, а процессы, с помощью ко-

торых удастся связать фазы различных мод, – синхронизацией мод. Рассмотрим генерацию $2n + 1$ продольных мод с одинаковыми амплитудами E_0 . Предположим, что фазы мод в выходном пучке синхронизированы таким образом, что между ними выполняется соотношение:

$$\varphi_q - \varphi_{q-1} = \varphi_d, \quad (9.18)$$

здесь φ_q – фаза q -й моды; φ_d – постоянная величина. При этом полное электрическое поле $E(t)$ электромагнитной волны в любой заданной точке выходного пучка можно записать в виде

$$E(t) = \sum_{q=-n}^{+n} E_0 \exp\{i[(\omega_0 + q\Delta\omega)t + q\varphi_d]\}, \quad (9.19)$$

где ω_0 – частота центральной моды, а $\Delta\omega$ – межмодовое расстояние. Для простоты рассмотрим поле в той точке пространства, в которой фаза центральной моды равна нулю, в этом случае электрическое поле волны можно записать в следующем виде:

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t), \quad A(t) = \sum_{q=-n}^{+n} E_0 \exp[iq(\Delta\omega t + \varphi_d)]. \quad (9.20)$$

Выражения (9.20) показывают, что функция $E(t)$ может быть представлена в виде синусоидальной волны с несущей частотой, равной частоте центральной моды ω_0 , причем амплитуда волны $A(t)$ зависит от времени. Если выбрать теперь новую переменную t' такую, что $\Delta\omega t' = \Delta\omega t + \varphi_d$, то можно написать:

$$A(t') = \sum_{q=-n}^{+n} E_0 \exp(iq\Delta\omega t'). \quad (9.21)$$

Так как сумма в правой части этого выражения представляет собой геометрическую прогрессию со знаменателем, равным $\exp(i\Delta\omega t')$, можно вычислить величину $A(t')$:

$$A(t') = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\Delta\omega t'/2]}{\sin[\Delta\omega t'/2]}. \quad (9.22)$$

На рис. 9.10 построена зависимость величины $A^2(t')/E_0^2$ от времени t' для $2n + 1 = 7$ генерирующих мод, где параметр $A^2(t')$ пропорционален интенсивности пучка. Нетрудно видеть, что благодаря выполнению условия синхронизации фаз (9.18), генерирующие моды интерферируют друг с другом и образуют цуг равно отстоящих световых импульсов. Максимумы импульсов приходятся на те моменты времени, когда знаменатель в выражении (9.22) обращается в нуль. Таким образом, в новой системе отсчета времени t' максимум появляется при $t' = 0$. Следует отметить, что числитель в этом выражении также обращается в нуль, и если воспользоваться приближением $\sin \alpha \cong \alpha$ для малых значений параметра α , нетрудно

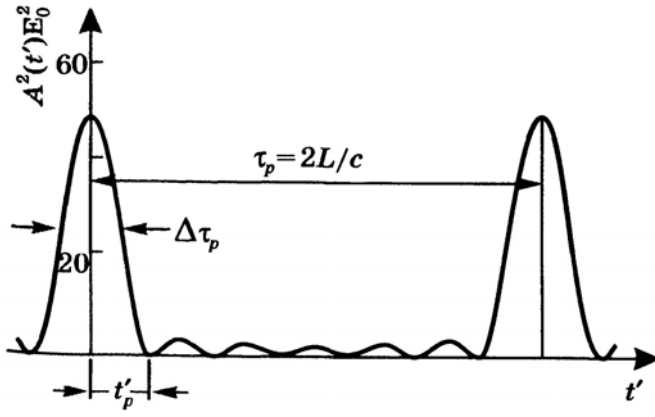


Рис. 9.10. Временная зависимость квадрата амплитуды электрического поля в случае генерации семи мод с синхронизованными фазами и равными амплитудами E_0

видеть, что из формулы (9.22) вытекает: $A^2(0) = (2n + 1)^2 E_0^2$. Следующий импульс появится, когда в выражении (9.22) знаменатель дроби вновь обратится в нуль. Это имеет место при таком значении t' , при котором $\Delta\omega t'/2 = \pi$. Поэтому два последующих импульса будут разделены временным интервалом

$$\tau_p = 2\pi/\Delta\omega = 1/\Delta\nu, \quad (9.23)$$

где $\Delta\nu$ – межмодовое расстояние. При $t' > 0$ первый нуль функции $A^2(t')$ на рис. 9.10

появится тогда, когда числитель дроби в выражении (9.22) вновь обратится в нуль. Это произойдет в такой момент времени t'_p , при котором выполняется условие $[(2n + 1)\Delta\omega t'_p/2] = \pi$. Поскольку ширина $\Delta\tau_p$, измеренная на полувисоте функции $A^2(t')$ (т. е. ширина каждого лазерного импульса), приближенно равна t'_p , имеем

$$\Delta\tau_p \cong 2\pi/(2n + 1)\Delta\omega = 1/\Delta\nu_L, \quad (9.24)$$

где $\Delta\nu_L = (2n + 1) \cdot \Delta\omega/2\pi$ – полная ширина линии генерации.

В реальности спектральные моды имеют неодинаковые амплитуды. В общем случае модовый спектр имеет, как правило, колоколообразную форму. В случае, когда модовый спектр имеет гауссово распределение

$$A^2(t) \sim \exp\left[-(2t/\Delta\tau_p)^2 \ln 2\right], \quad (9.25)$$

величина $\Delta\tau_p \cong 2 \ln 2 / \pi \Delta\nu_L = 0.441/\Delta\nu_L$ представляет собой ширину импульса, определяемую на половине высоты.

Таким образом, при выполнении условия синхронизации мод длительность импульса $\Delta\tau_p$ связана с шириной спектральной интенсивности $\Delta\nu_L$ соотношением $\Delta\tau_p = \beta/\Delta\nu_L$, где β – числовой множитель (порядка единицы), который зависит от конкретного вида распределения спектральной интенсивности.

Синхронизации мод можно достигнуть, например, модулируя потери лазера с помощью тонкого затвора, помещенного внутрь резонатора. В отсутствие синхронизации мод распределение пространственной амплитуды пучка может быть представлено зависимостью, которая изображена на рис. 9.9, если при этом заменить время t на параметр z/c , где z – продольная координата вдоль оси резонатора. Предположим, что затвор, по-

мещенный на одном из концов резонатора, периодически включается (с периодом $T = 2L/c$) в момент времени, когда через затвор проходит импульс спонтанного излучения (шума) с максимальной интенсивностью (см. рис. 9.9). Если время открытого состояния затвора сравнимо с длительностью этого импульса, то только такой импульс и останется в резонаторе лазера, и, таким образом, будет иметь место картина синхронизации мод, приведенная на рис. 9.10.

Подчеркнем некоторые особые свойства лазеров с синхронизацией мод. Было установлено, что при условии синхронизации мод выходной пучок представляет собой цуг синхронизованных по фазе импульсов, причем длительность каждого импульса $\Delta\tau_p$ примерно равна обратной ширине линии генерации $\Delta\nu_L$. Поскольку ширина линии генерации $\Delta\nu_L$ может быть порядка ширины линии усиления $\Delta\nu_0$, то можно ожидать, что синхронизация мод в лазерах с относительно широкой линией усиления позволит генерировать очень короткие импульсы, например, в стеклянном неодимовом лазере $\Delta\lambda \sim 200 \text{ см}^{-1}$, это позволяет получать $\Delta\tau_p \sim 1 \text{ пс}$. В лазерах на красителях или в перестраиваемых твердотельных лазерах ширина линии усиления в сотни раз превышает указанную величину, это дает возможность получать в таких лазерах значительно более короткие импульсы (например, $\sim 25 \text{ фс}$ для лазера на красителе родамин 6G и $\sim 7 \text{ фс}$ для лазера на титан-сапфире). С другой стороны, в газовых лазерах ширина линии усиления намного уже (до нескольких гигагерц), и поэтому генерируются относительно длинные импульсы (не короче 100 пс). Следует также отметить, что максимальная мощность в импульсе пропорциональна величине $(2n + 1)^2 E_0^2$, тогда как для мод, обладающих случайными фазами, средняя мощность является просто суммой мощностей различных мод и, следовательно, пропорциональна величине $(2n + 1) E_0^2$. Таким образом, для одного и того же числа генерирующих мод с амплитудой E_0 отношение пиковой импульсной мощности в случае синхронизации мод к средней мощности без синхронизации мод равно числу генерируемых мод, которое для твердотельных и жидкостных лазеров может быть довольно большим (10^3 – 10^4). В результате оказывается, что синхронизация мод полезна для получения импульсов не только с очень короткой длительностью, но также и с высокой пиковой мощностью.

Компрессия импульса. Для дальнейшего укорочения лазерных импульсов используют их компрессию (сжатие). Импульс пикосекундной длительности пропускают через среду с нормальной дисперсией групповой скорости ($d\nu_{\text{гр}}/d\lambda > 0$, здесь $\nu_{\text{гр}}$ – групповая скорость движения огибающей волнового пакета), где он преобразуется в импульс, в котором разные частотные составляющие разнесены во времени – «красные» двигаются впереди «синих» (процесс называют свипированием). Далее им-

пульс поступает в оптическое устройство, например, систему из двух дифракционных решеток, в котором «красные» составляющие импульса идут по более длинному пути и поэтому приходят на выход одновременно с «синими» (см. рис. 9.11). Импульс оказывается сжатым во времени.



Рис. 9.11. Пара дифракционных решеток, образующих оптическую систему, обладающую отрицательной дисперсией ($dv_{гр}/d\lambda < 0$)

Таким образом, получают импульсы длительностью в несколько фемтосекунд. Именно на фемтосекундных лазерах получены на данный момент рекордные мощности около 10^{15} Вт. При фокусировке лазерного пучка с такой мощностью можно получить интенсивности на уровне 10^{21} Вт/см². При столь огромной интенсивности излучения напряженность электрического поля в световой волне лазерного излучения достигает значения около 10^{12} В/см, что значительно больше внутриатомного поля (напряженность кулоновского поля в борновском атоме $5 \cdot 10^9$ В/см). Взаимодействие столь

интенсивного лазерного излучения с веществом является предметом нелинейной релятивистской оптики.

9.6. Источники накачки лазеров

Оптические методы накачки лазеров

Ламповая накачка. С самого появления лазеров для накачки твердотельных лазерных материалов используются импульсные газоразрядные лампы. Обычно они представляют собой трубку из плавленого кварца, наполненную ксеноном при давлении ~ 500 Торр с электродами на концах, через которые производится разряд конденсатора. Поскольку лампа испускает излучение во всех направлениях, для его сбора на стержень активной среды используется специальное устройство – осветитель.

Наиболее распространенная конструкция осветителя показана на рис. 9.12. Она обычно представляет собой эллипсоидального сечения цилиндр из плавленого кварца, в котором имеются цилиндрические каналы для лампы и рабочего стержня (находящиеся в фокусах эллипса), через них же осуществляется прокачка охлаждающей жидкости. Вся внутренняя поверхность цилиндра покрывается слоем серебра, – таким образом, все излучение, испускаемое лампой, собирается в фокусе – на поверхности лазерного стержня.

Излучение лампы имеет спектр с широкими полосами, и его ширина существенно превышает ширину накачки. Поэтому значительная часть из-

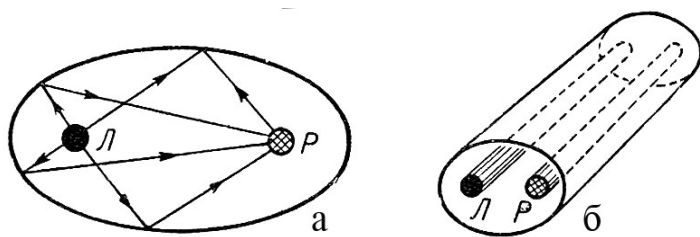


Рис. 9.12. Конфигурация ламповой накачки лазерного стержня: Л и Р – лампа и рабочий стержень, находящиеся в фокусах эллипса

лучения лампы поглощается в рабочем стержне, не участвуя в накачке, но вызывая значительный нагрев лазерного материала. Этот недостаток ламповой накачки можно преодолеть фильтрацией излучения накачки, например, добавляя в охлаждающую жидкость поглощающие при-

меси или используя для материала осветителя окрашенный (для окраски добавляются соответствующие примеси) кварц.

В случае лазера на красителях вместо активного элемента в виде стержня используется трубчатая кювета (тонкая стеклянная трубочка с окнами, наклоненными под углом Брюстера), через которую прокачивается раствор красителя. Прокачка нужна, поскольку излучение накачки вызывает фотохимическое разложение молекул красителя.

Диодная накачка. Вместо ламповой накачки в последнее время все больше используется светодиодная накачка, которая предпочтительнее из-за существенно более высокого КПД преобразования электрической энергии в световую. Кроме того, светодиоды обладают узким диапазоном излучения, что при согласовании с областью поглощения активного элемента уменьшает тепловую нагрузку последнего.

Лазерная накачка. Лазерная накачка имеет следующие принципиальные преимущества. Благодаря высокой направленности лазерного излучения отпадает необходимость использования осветителя. При этом можно реализовать продольную и поперечную системы накачки, а также фокусирование накачки в малый объем активной среды. При совпадении длины волны лазера накачки с полосой поглощения активной среды снижается до минимума ее нагрев; это приводит также к повышению суммарного КПД лазера.

Прогресс в области лазерной накачки связан с появлением новых типов лазеров, компактных и высокоэффективных. Ими оказались полупроводниковые инжекционные лазеры, называемые также лазерными диодами (см. ниже раздел 9.9). Их очень малые размеры, доступность и удобство эксплуатации делают лазерные диоды исключительно привлекательными для оптической накачки различных лазерных материалов, имеющих полосы поглощения в ближней ИК-области спектра.

Неоптические методы накачки лазеров

Выше мы увидели, что механизм действия квантового усилителя бегущей волны состоит в создании инверсной заселенности энергетических уровней атомов или молекул среды, при которой стимулированное излучение будет доминировать над поглощением.

Для перевода атомов в возбужденное состояние применяют накачку не только с помощью электромагнитного излучения. **В газовых лазерах для возбуждения атомов (и молекул) часто используют электрический разряд.** В этом случае к образованию инверсии в газоразрядной среде могут привести следующие процессы: оптическое возбуждение уровней; возбуждение уровней при неупругих атом-атомных соударениях; возбуждение уровней электронными ударами; неупругие соударения атомов с молекулами с последующей диссоциацией молекул и образованием одного из продуктов диссоциации в возбужденном состоянии; фотодиссоциация молекул; химические реакции; процессы соударений с участием молекулярных ионов. Существуют **лазеры, использующие газодинамические эффекты**: при быстром охлаждении газа населенность уровней не сразу перестраивается от высоких температур к низким. Время установления теплового равновесия зависит от индивидуальных свойств уровней. Так может случиться, что в трехуровневой системе уровень 2 опустошается раньше, чем уровень 3 (рис. 9.2). В этом случае между ними возникает инверсная заселенность. Газодинамические лазеры могут работать лишь в том случае, если при исходной температуре населенность третьего уровня достаточно высокая.

9.7. Активные среды

В качестве активной среды могут быть использованы газы, активированные диэлектрические кристаллы и стекла, полупроводники и растворы красителей.

Твердотельные лазеры представляют собой лазеры, в которых активной средой служат диэлектрические кристаллы или стекла, активированные ионами редкоземельных элементов или ионами группы железа. К настоящему времени эффект стимулированного излучения обнаружен более чем у 250 кристаллов с примесью ионов переходных групп (Nd, Eu, Ho, Er, Tm, Yb).

В первом импульсном лазере использовался рубин. Он состоит из кристалла Al_2O_3 (корунд, лейкосапфир), в котором некоторые из ионов Al^{3+} (обычно ~ 0.05 вес. %) замещены ионами Cr^{3+} . Благодаря этим ионам рубин имеет широкие полосы поглощения в зеленой и синей областях спектра; возбуждение, получаемое при поглощении в этих полосах, быстро передается на сравнительно узкие и долгоживущие уровни (рис. 9.13). На них, при доста-

точно интенсивном возбуждении, можно получить населенность, инверсную относительно основного уровня (*трехуровневая схема*).

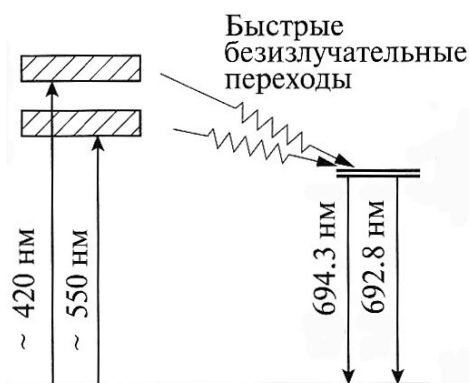


Рис. 9.13. Упрощенная схема уровней рубина

Широко используются активные среды на основе различных стекол, активированных ионами Nd^{3+} . Возможность введения ионов неодима в стекла позволяет изготавливать лазерные элементы достаточно больших размеров (вплоть до 1 м) с прекрасным оптическим качеством. Именно поэтому лазеры на неодимовых стеклах очень популярны. Они работают по четырехуровневой схеме и излучают на основной длине волны 1.06 мкм, а также могут излучать на длине волны 1.32 мкм. В режиме свобод-

ной генерации длительность импульсов излучения составляет 0.1–10 мс. Кроме того, большое распространение получили лазеры на ионах неодима Nd^{3+} , Ti^{3+} и др., которые вводились в кристаллическую матрицу, например, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YVO_4 , в процессе выращивания кристалла.

Кристалл сапфира Al_2O_3 с примесью Ti^{3+} имеет широкие полосы поглощения и люминесценции, которые получаются за счет сильного взаимодействия с колебаниями кристаллической решетки. Это дает возможность создавать на их основе перестраиваемые по частоте лазеры, а также использовать их в качестве генераторов коротких импульсов.

Лазеры на красителях (жидкостные лазеры) широко используются в лазерной атомно-абсорбционной спектроскопии (см. на рис. 9.14 общую схему). Рабочие среды этих лазеров представляют собой растворы красителей в воде, спирте, бензоле или активированные красителями полимерные материалы типа полиметилметакрилата, полиуретана. Общее число красителей, на которых получен эффект генерации, приближается к 10^3 . Они обладают широкой полосой генерации – ширина спектра генерации лазеров на красителях может составлять несколько сотен обратных сантиметров. Это допускает возможность перестройки частоты излучения: грубая перестройка производится заменой красителя, а для плавной перестройки длины волны генерации в пределах полосы усиления красителя в резонатор вводят спектрально-селективные элементы (отражательные дифракционные решетки, дисперсионные призмы, интерферометры Фабри–Перо, интерференционно-поляризационные фильтры).

Газовые лазеры представляют собой лазеры, в которых активной средой являются газы, пары или смеси газов и паров. По способу накачки газовые лазеры условно делятся на газоразрядные, газодинамические и химические. Ввиду того, что газы обладают узкими линиями поглощения, оптическая на-

качка газов – малоэффективный способ получения инверсии населенностей в газе, так как при этом используется ничтожная часть мощности источника.

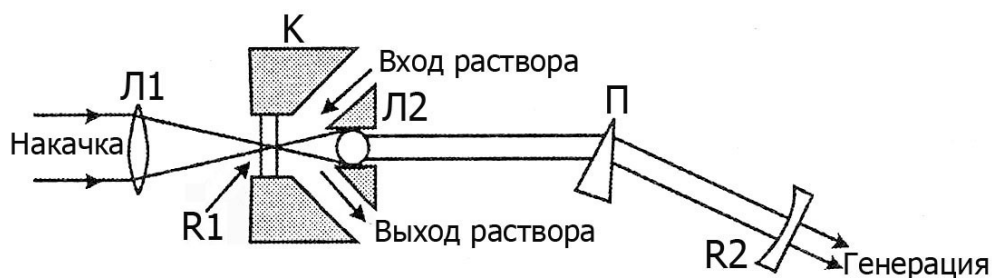


Рис. 9.14. Схема лазера на красителях: $R1$ и $R2$ – зеркала; K – кювета; $L1$ и $L2$ – линзы; P – призма

Лазер на нейтральных атомах – первый газовый (гелий-неоновый) лазер. Газ помещается в стеклянную газоразрядную трубку (см. рис. 9.15), его давление составляет величину в пределах долей миллиметров ртутного столба. Инверсная населенность уровней в He–Ne-лазере осуществляется с помощью газового разряда – атомы возбуждаются при соударении с быстрыми свободными электронами. Малая плотность газов позволяет лучу многократно проходить между зеркалами резонатора, не искажаясь. Окна газоразрядной трубки установлены под углом Брюстера к оси – «окошки Брюстера». Такие окна не отражают излучение с электрическим вектором в плоскости падения и тем самым не добавляют потери мощности для этой поляризации. Излучение же с поляризацией электрического вектора перпендикулярной плоскости падения из-за дополнительных потерь не может перейти в режим генерации, поэтому излучение лазера оказывается линейно поляризованным.

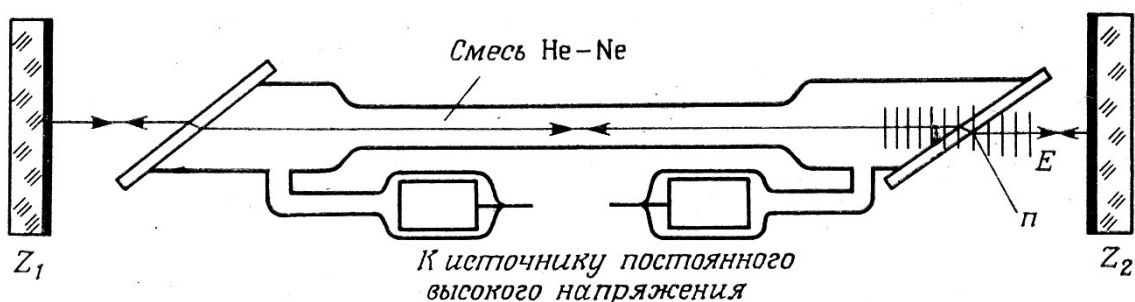


Рис. 9.15. Схема He–Ne-лазера: Z_1 и Z_2 – зеркала резонатора; P – брюстеровские окна; E – ориентация вектора напряженности электрического поля лучей, проходящих без потерь

В He–Ne-лазере рабочим веществом служат нейтральные атомы неона. Инверсия населенностей уровней осуществляется за счет первоначального возбуждения атомов гелия на метастабильные уровни E_2 и E_3 , энергии которых близки энергиям состояний E_4 и E_6 возбужденных атомов неона (см. рис. 9.16). При столкновении возбужденных атомов гелия с атомами неона происходит безыз-

лучательная резонансная перекачка энергии, при которой атомы неона переходят в возбужденное состояние. Подробный анализ механизмов возбуждения атомов неона показывает, что создание инверсной населенности прямым возбуждением электронным ударом менее эффективно; этот факт подтвержден экспериментально.

Инверсия населенностей достигается за счет возбуждения долгоживущих уровней E_4 и E_6 (время релаксации $\tau_s \sim 150$ нс). Именно переход с них на уровни E_3 и E_5 ($\tau_s \sim 10$ нс) позволяет получить стимулированное излучение в красном и инфракрасном диапазонах длин волн. Для поддержания инверсной населенности при работе непрерывного лазера необходимо обеспечить не только заселение верхнего лазерного уровня, но и быстрое опустошение нижнего. В He–Ne-лазере уровень E_2 неона опустошается при соударении атомов неона со стенками разрядной трубки, что переводит их на основной уровень (в этом случае нижний короткоживущий рабочий уровень E_3 будет опустошаться быстрее). Поэтому в лазерах подбирается оптимальный диаметр газоразрядной трубки (до 10 мм).

Помимо гелий-неонового лазера часто используется ксеноновый лазер, генерирующий на длине волны $\lambda = 3.5$ мкм, и гелий-ксеноновый – $\lambda = 2.02$ мкм. Эти лазеры работают в непрерывном режиме, который обеспечивается газоразрядной накачкой. Газовые лазеры работают в широком диапазоне длин волн (от 100 нм до 1000 мкм) и мощностей излучения (от 100 мВт до 1 МВт) в непрерывном режиме и до 1 ТВт в импульсном режиме. В настоящее время получена генерация на более чем 450 переходах между уровнями нейтральных атомов.

В ионных лазерах в качестве рабочих веществ используются ионизированные инертные газы (Xe, Kr, Ar, Ne), а также ионы P, S, Cl, Cd, Zn и др. В ионных газовых лазерах рабочие переходы происходят между уровнями ионизированных атомов, причем степень ионизации может быть значительной. Например, ультрафиолетовый импульсный лазер на длине волны 235.8 нм работает на трехкратно ионизированных атомах Ne.

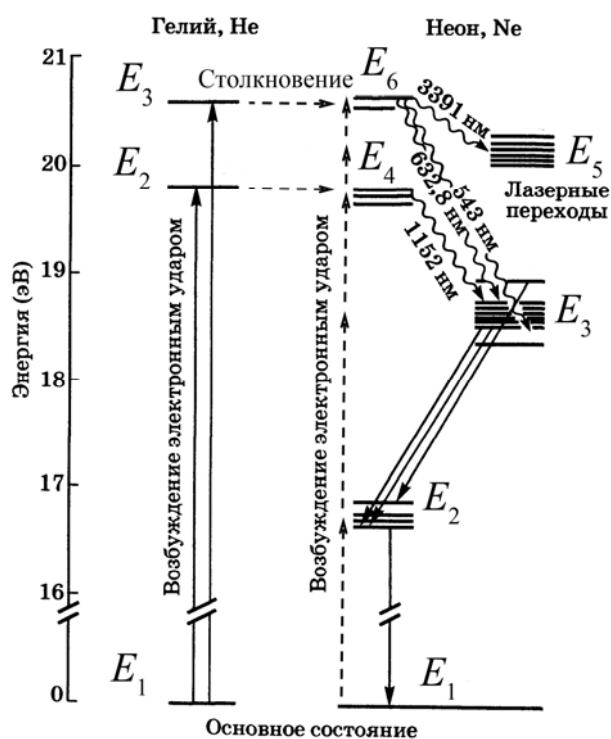


Рис. 9.16. Упрощенная схема уровней энергии атомов гелия и неона

Инверсия населенностей уровней в ионных лазерах непрерывного действия осуществляется между двумя возбужденными уровнями E_3 и E_4 ионов (рис. 9.17) следующим образом.

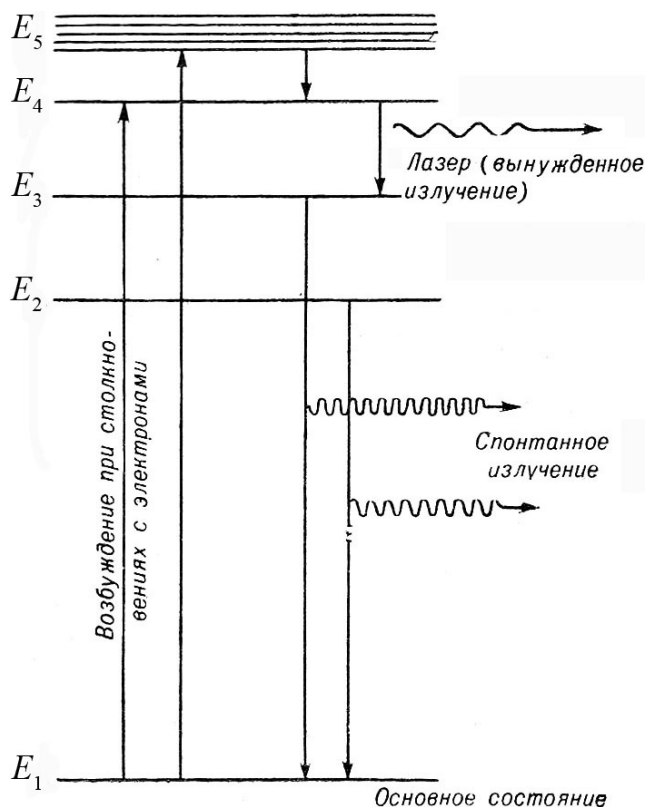


Рис. 9.17. Схема уровней ионных лазеров

Нижний рабочий уровень E_3 обладает очень коротким временем жизни относительно основного состояния иона E_1 , что приводит к быстрому его опустошению. С другой стороны, уровень E_4 с большим временем жизни сильно заселяется ионами при соударениях их с быстрыми электронами в разряде не только непосредственно за счет переходов ионов из основного состояния, но и за счет переходов на него иона с полосы E_5 . Оба эти фактора обеспечивают инверсию населенностей в ионном лазере.

Так как прежде чем возбудить ионные уровни, необходимо сначала ионизовать ней-

тральные атомы, то ионные лазеры требуют для своей работы токов с плотностью до нескольких тысяч А/см². Ток пропускается через газ, помещенный в тонкий (диаметр ~ 5 мм) длинный капилляр. Капилляр охлаждается, а для увеличения концентрации электронов в центре капилляра создают продольное магнитное поле. Такое поле сжимает разряд в капилляре и не дает ему касаться стенок.

Первичные электроны, возбуждающие электрический разряд в газе, вылетают из катода и под действием сильного электрического поля, приложенного между катодом и анодом, направляются к аноду. Ионные лазеры позволили продвинуться в ультрафиолетовую область спектра и получить генерацию в видимом свете на большом числе различных линий.

Наибольшее распространение получил аргоновый лазер. Он генерирует в сине-зеленой части спектра на длинах волн 0.488 и 0.514 мкм, а также в УФ-части спектра 0.340–0.370 мкм. Работать аргоновые лазеры могут как в непрерывном, так и в импульсном режимах; мощность их излучения может достигать киловатт.

Молекулярные лазеры представляют собой оптические квантовые генераторы, в качестве активного вещества которых используются молекулы. То есть в качестве рабочих переходов, кроме электронных энергетических уровней, могут использоваться также колебательные и вращательные. CO₂-лазер – наиболее мощный газовый лазер, излучающий в ИК-диапазоне 9.6–10.6 мкм. Активной средой этого лазера является смесь углекислоты (излучающего газа) азота и гелия. Молекула CO₂ имеет три частоты собственных возбуждаемых колебаний (уровни E_3 , E_4 и E_5). Молекулы углекислого газа возбуждаются при соударении с быстрыми электронами в газовом разряде. Прямое возбуждение молекул углекислоты в электрическом разряде мало эффективно, и для увеличения инверсной заселенности используется такой же метод, как и в гелий-неоновом лазере, т.е. резонансная передача возбуждения от молекулы N₂ к молекуле CO₂ (см. рис. 9.18). Однако смесь углекислоты и азота не может генерировать большие мощности, так как она имеет низкую теплопроводность, а перегрев смеси током разряда затрудняет получение инверсии вследствие теплового заселения высоких колебательных уровней. Поэтому в смесь газов вводится гелий, имеющий высокую теплопроводность, благодаря чему понижается температура смеси.

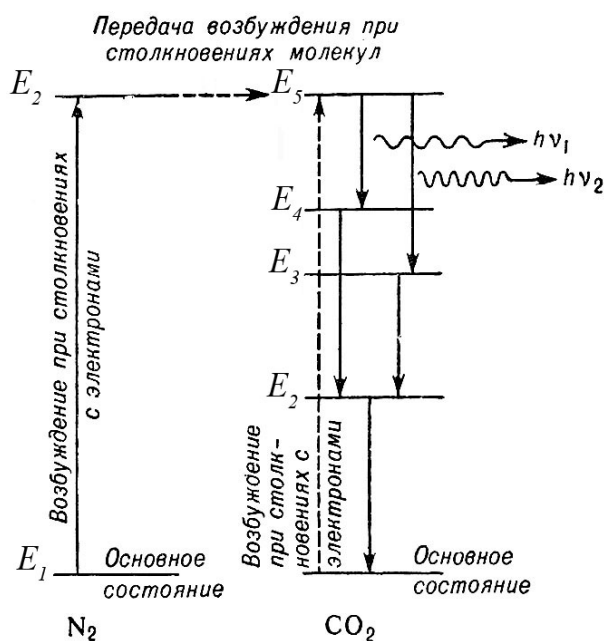


Рис. 9.18. Схема колебательных уровней молекул CO₂ и N₂

На рис. 9.19 приведена схема CO₂-лазера, на которой зеркала резонатора непосредственно контактируют с разрядным объемом. Большая выходная мощность излучения выводится не как обычно, через полупрозрачное зеркало, а через прозрачное для ИК-излучения окно (KCl, ZnSe, CdTe, n-Ga, NaCl) в зеркале. Как правило, зеркала изготавливают из бронзы, молибдена и других металлов; в случае лазеров больших мощностей их охлаждают водой. В том случае, если газоразрядный объем отделен от зеркал резонатора брьюстеровскими окнами (подобно тому, как показано на рис. 9.15), они также изготавливаются из материалов, которые хорошо пропускают в этом спектральном диапазоне.

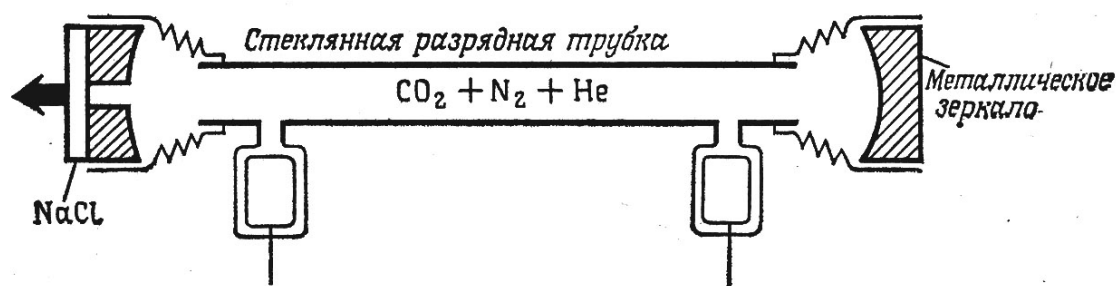


Рис. 9.19. Принципиальная схема CO_2 -лазера

В электрическом разряде имеют место нежелательные эффекты, такие как разогрев газа и диссоциация его молекул. Эти паразитные эффекты устраняются тем, что в мощных лазерах газовая смесь непрерывно прокачивается через разрядные трубки лазеров с целью ее регенерации.

В настоящее время существуют газоразрядные лазеры с непрерывной мощностью излучения в десятки киловатт и импульсные лазеры с энергией в импульсе в сотни килоджоулей при КПД до 30%. Лазеры, в которых возбуждение рабочей смеси достигается за счет возбуждения разряда высокого давления и пучком быстрых электронов с энергией до 500 кэВ, носят название электроионизационных CO_2 -лазеров. В таком типе лазеров с одного метра активной среды можно снять до 100 Дж.

Помимо молекулярных лазеров на CO_2 разработаны лазеры на моноокиси углерода CO , на парах воды, работающие на длинах волн $\lambda = 27.9$ и 118.6 мкм; в далеком ИК-диапазоне ($\lambda = 337$ мкм) работают лазеры на молекулах HCN .

Принцип получения инверсной заселенности в **эксимерных лазерах**

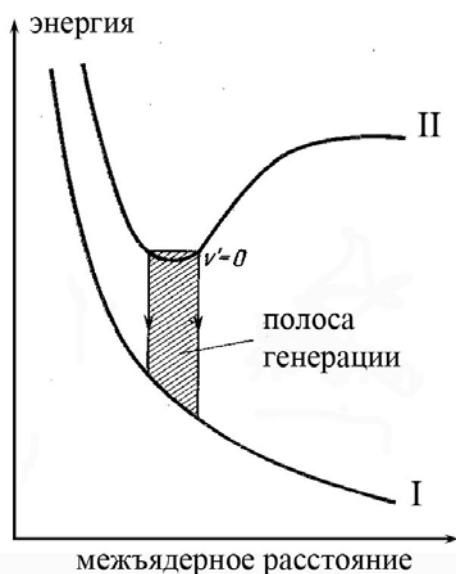


Рис. 9.20. Схема энергетических переходов в эксимерном лазере

основан на переходе эксимерной (excited dimer) молекулы из устойчивого возбужденного состояния (II на рис. 9.20) в неустойчивое основное, перейдя в которое молекула диссоциирует: эксимерные молекулы существуют только в возбужденном состоянии. Основное электронное состояние соответствует взаимному отталкиванию атомов — в этом состоянии молекула не существует (I на рис. 9.20). Эксимерные молекулы, как правило, представляют собой короткоживущие соединения атомов инертных газов друг с другом, с галогенами и кислородом. В возбужденном электронном состоянии, которое является верхним уровнем лазерного перехода, имеется минимум. Этот минимум и опре-

деляет существование эксимерной молекулы. Время жизни возбужденной эксимерной молекулы определяется временем ее радиационного распада. Нижнее состояние лазерного перехода опустошается в процессе разлета атомов эксимерной молекулы. Так как в этой системе не существует четко выраженных вращательно-колебательных переходов, поэтому переход является широкополосным. Это позволяет производить плавную стройку длины волны в достаточно широком диапазоне.

Конструкция эксимерных лазеров типична для газовых лазеров. Возбуждения активной среды производится электронными пучками, газовым разрядом, оптической накачкой или комбинацией этих способов. Эксимерные лазеры на основе фтора обладают большой мощностью, например, KrF-лазер имеет выходную энергию в импульсе до 100 кДж и длительность импульса порядка 1 нс, что позволяет использовать его в экспериментах по термоядерному синтезу.

В *газодинамических лазерах* для получения лазерного излучения используется термодинамически равновесно нагретый газ, у которого в результате адиабатического охлаждения может появиться неравновесное распределение населенностей за счет отличия скоростей релаксации разных колебательных уровней. Инверсная населенность уровней в такой системе может быть достигнута при следующих условиях:

- скорость опустошения нижнего уровня лазерного перехода выше скорости опустошения верхнего уровня;
- время опустошения верхнего уровня больше времени пребывания газа в резонаторе.

На рис. 9.21 приведена схема газодинамического CO₂-лазера. Необходимая смесь CO₂, нагретая до 1300–1400 К, получается при сжигании в воздушной атмосфере соответствующим образом подобранного углеводородного топлива. Нагретая газовая смесь, проходя через сопло Лаваля, разгоняется до сверхзвуковой скорости (~ 1.8 км/с) и резко расширяется, что приводит к значительному падению температуры и неравновесной заселенности колебательных уровней. Для повышения эффективности лазерной генерации в смесь CO₂ добавляют гелий, способствующий столкновительному опустошению нижнего уровня. Зеркала оптического резонатора расположены параллельно потоку; генерация может происходить на длинах волн $\lambda = 18.4, 16.7$ и 16.2 мкм.

Химические лазеры – лазеры, в которых инверсия населенностей создается во время экзотермических химических реакций. Различают три вида химических реакций, на основе которых созданы химические лазеры:

- фотодиссоциация или распад молекул под действием света;
- диссоциация молекул при электрическом разряде в газе;

- взаимодействие молекул, атомов и соединений.

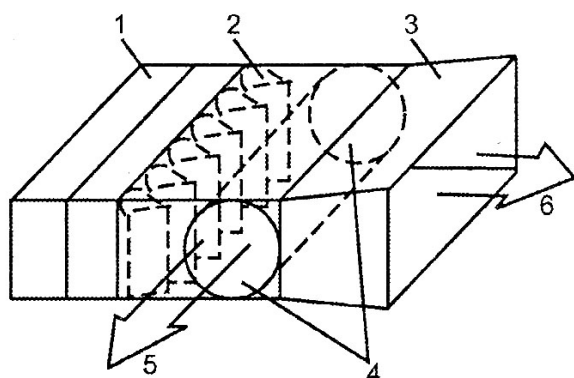


Рис. 9.21. Схема газодинамического лазера: 1 – камера сгорания смеси; 2 – сверхзвуковые сопла Лавалья; 3 – диффузор; 4 – зеркала оптического резонатора; 5 – лазерное излучение; 6 – выход отработанного газа

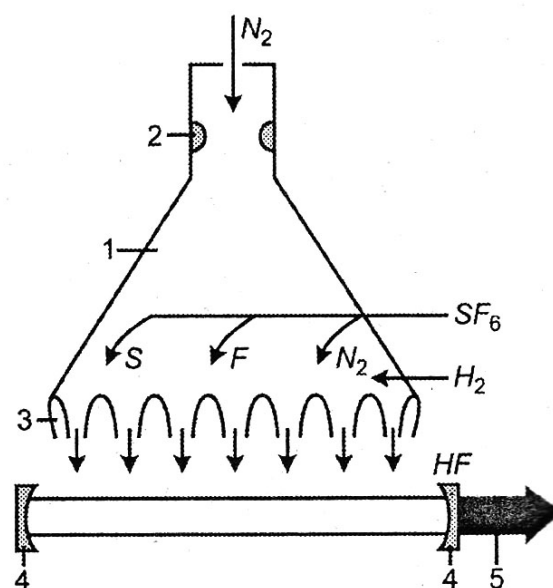


Рис. 9.22. Схема химического лазера с использованием реакции фторирования водорода: 1 – реактивная камера; 2 – нагреватель; 3 – сопла; 4 – зеркала оптического резонатора; 5 – лазерное излучение

Химический лазер с использованием реакции фторирования водорода представлен на рис. 9.22. Молекулярный азот нагревают в камере до 2000 К и одновременно в реактивную камеру вводят газообразный гексафторид серы (SF_6) – элегаз. В процессе его смешения с горячим азотом происходит диссоциация с образованием атомов фтора. Смесь продувается со сверхзвуковой скоростью через сопла Лавалья. Одновременно вводится водород. В результате взаимодействия фтора и водорода образуются колебательно-возбужденные молекулы фтористого водорода ($\text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HF}^* + \text{H}$), которые проходят через оптический резонатор. В резонаторе возбуждается когерентное излучение на длинах волн 2.6–3.6 мкм.

В фотодиссоционных лазерах используют в качестве активной среды результат распада, например, по схеме: $\text{CF}_3\text{J} + h\nu \rightarrow \text{CF}_3 + \text{J}^*$, где J^* – возбужденный атом йода.

Лазеры на парах металлов – газовые лазеры, активная среда которых является парами металлов. В настоящее время генерация газовых лазеров осуществляется на переходах атомов и атомарных ионов более 50 элементов, из них половина на переходах атомов или ионов металлов.

Рабочая температура в лазерах на парах металлов достигается за счет энергии импульсного разряда, который возбуждает генерацию. Металл напыляется на стенки трубки. При нагреве среды электрическим разрядом увеличивается давление насыщенных паров металла в плазме трубки; в случае лазера на парах меди при температуре 1500–1600 °С оно становится достаточным для того, чтобы началась генерация на оптических переходах в атомах меди (зеленая и желтая линии $\lambda = 510$ и 578 нм). В активной среде лазера на парах меди при переходах с резонансного уровня на метастабильный возникает уникально высокий коэффициент усиления ($2\text{--}4\text{ см}^{-1}$). Эти лазеры могут работать в режиме сверхсветимости, при котором использование оптического резонатора необязательно (правда, при этом расходимость пучка составляет 10^{-3} , что существенно превышает дифракционный предел $\varphi_d = 1.27\lambda/d_0$, здесь λ и d_0 – длина волны лазерного излучения и диаметр луча).

9.8. Получение инверсной населенности в полупроводниках

Прежде чем перейти к описанию методов получения инверсной населенности в объемных полупроводниках (физические размеры которых намного больше длин волн де Бройля электронов, принимающих участие в рассматриваемых процессах; например, для электронов с энергиями 1 эВ $\lambda_e = h/p \sim 1$ нм), кратко напомним основные положения об энергетических зонах полупроводников.

На диаграммах, представленных на рис. 9.23, за начало отсчета энергии принят потолок валентной зоны; зонная структура изображена в виде зависимостей энергии электронов от волнового вектора k . Валентная зона и зона проводимости имеют сложное строение и состоят из нескольких подзон (их количество, форма и расположение экстремумов зависит от строения кристаллической решетки полупроводника, здесь для упрощения на рисунке оставлены только по две подзоны проводимости и по одной валентной подзоне для каждого вещества). Область энергий, в которой нет разрешенных электронных состояний при любом k ,

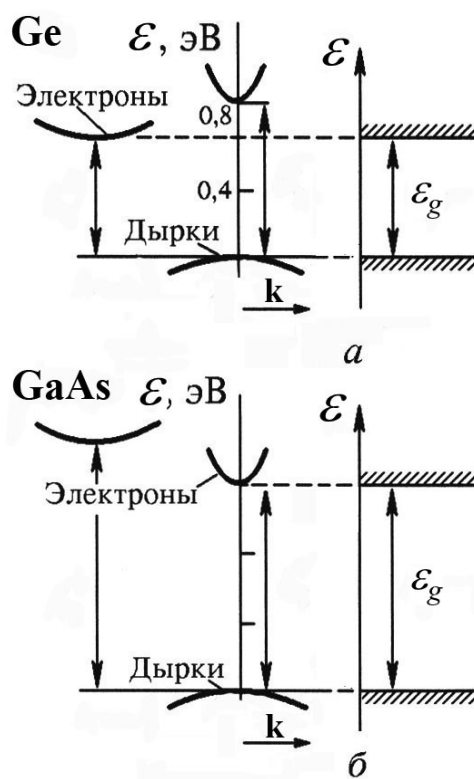


Рис. 9.23. Упрощенные энергетические диаграммы для электронных состояний в кристаллах а) германия и б) арсенида галлия

составляет запрещенную зону.

В трехмерном случае волновой вектор имеет три компоненты, поэтому энергия электронов записывается для различных его направлений, на которые приходится экстремумы функций $\varepsilon_c(k) = \varepsilon_g + \hbar^2 k^2 / 2m_c$ и $\varepsilon_v(k) = -\hbar^2 k^2 / 2m_v$, здесь ε_c и ε_v – энергии электронов в зоне проводимости и в валентной зоне; ε_g – ширина запрещенной зоны; $m_c = \hbar^2 / [d^2 \varepsilon_c / dk^2]_{\min}$ и $m_v = \hbar^2 / [d^2 \varepsilon_v / dk^2]_{\max}$ – эффективные массы электронов и дырок соответственно, значение производных берется в точках экстремумов функций ε_c и ε_v (таким образом, предполагается, что кривизна зоны, или, другими словами, эффективная масса электрона, одинакова вдоль всех направлений). В разрешенных состояниях, примыкающих к запрещенной зоне, могут находиться свободные носители заряда (электроны и дырки), способные участвовать в электропроводности. Поэтому зонную картину полупроводниковых материалов часто представляют в том виде, который изображен на рис. 9.23 справа, где по оси абсцисс отложена пространственная координата.

Германий и арсенид галлия обладают сходной структурой валентной зоны, с максимумом при $\mathbf{k} = 0$ (см. рис. 9.23). В арсениде галлия абсолютный минимум зоны проводимости также находится при $\mathbf{k} = 0$ – это **прямозонный полупроводник**; прямозонными являются также InAs, InSb, CdS. В германии абсолютный минимум зоны проводимости расположен при ненулевом значении волнового вектора электрона – это **непрямозонный полупроводник**. Непрямозонными являются также кремний, GaP, GaN, SiC, AlN и др.

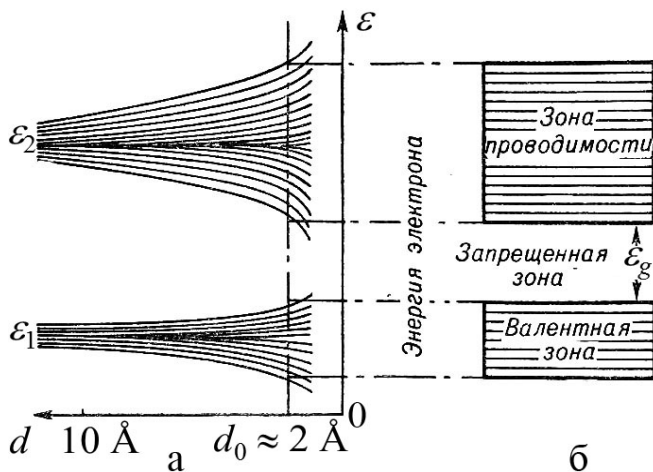


Рис. 9.24. N -кратное расщепление уровней энергии отдельных атомов в системе из N атомов в зависимости от межатомного расстояния d ; d_0 – расстояние между атомами в твердом теле; ε_g – ширина запрещенной зоны

Существование валентной зоны и зоны проводимости можно объяснить, исходя из простых физических соображений. Рассмотрим, для простоты, атомы натрия, каждый из которых содержит по 11 электронов. Десять из этих электронов жестко связаны с ядром и образуют ион с положительным зарядом e . Одиннадцатый электрон движется по орбите вокруг этого иона. Пусть через ε_1 и ε_2 обозначены энергии этого электрона соответственно в

основном и в первом возбужденном электронных состояниях. Рассмотрим теперь два атома натрия, находящихся на некотором расстоянии d друг от друга. Если величина d значительно превышает размеры атомов, то они не будут взаимодействовать между собой, так что энергии этих двух состояний будут оставаться неизменными. То же самое можно выразить по-другому, если, рассматривая, например, два атома в энергетическом состоянии ε_1 , представить, что энергия электрона в такой двухатомной системе по-прежнему равна ε_1 , а соответствующий уровень является двукратно вырожденным. Если потенциал взаимодействия отсутствует, то энергия обоих состояний равна ε_1 . Если, однако, межатомное расстояние d становится достаточно малым, то энергии этих состояний слегка изменяются благодаря взаимодействию атомов, а двукратно вырожденный уровень расщепляется на два. Аналогично в системе из N атомов, где атомы находятся достаточно близко друг от друга, чтобы взаимодействовать, N -кратно вырожденный уровень с энергией ε_1 расщепляется на N близко расположенных уровней. Таким образом, уровень с энергией ε_1 приводит к образованию валентной зоны, тогда как уровень с энергией ε_2 приводит аналогичным образом к образованию зоны проводимости (рис. 9.24). Из проведенного рассмотрения очевидно, что каждая зона в действительности состоит из N близко расположенных уровней, где N – полное число атомов в кристалле полупроводника. Поскольку число N очень велико, то отдельные энергетические уровни в каждой из зон полупроводника обычно не различимы.

В этом приближении электрон рассматривается как свободная частица с импульсом $p = \hbar k$ (действительно, для свободной частицы $\varepsilon = p^2/2m$), а свойства полупроводника как реальной квантовой системы учитываются введением таких параметров, как ширина запрещенной зоны ε_g и эффективные массы электронов m_c и дырок m_v .

Предположим вначале, что полупроводник находится в полном термодинамическом равновесии. Поскольку электроны являются фермионами, т. е. подчиняются принципу запрета Паули, то они должны описываться статистикой Ферми–Дирака, а не статистикой Больцмана. При этом вероятность для электрона иметь данную энергию $\varepsilon(k)$ в валентной зоне или зоне проводимости (или вероятность заполнения, или заселения соответствующих энергетических состояний) определяется выражением

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/kT]}, \quad (9.26)$$

где ε_F – химический потенциал, называемый также энергией Ферми.

При $T = 0$ К энергия ε_F совпадает с энергией уровня Ферми, который разделяет в полупроводнике заполненную и незаполненную электронами области. Здесь уместно напомнить, что в нелегированных полупроводниках величина ε_F отвечает примерно середине запрещенной зоны. Таким образом, при $T > 0$ зависимость $f(\varepsilon)$ от ε должна быть такой, как показано на рис. 9.25б. Это означает, что, поскольку $\varepsilon_g \gg kT$ (например, для GaAs и Ge $\varepsilon_g = 1.428$ и 0.665 эВ соответственно, что значительно превышает $kT = 0.028$ эВ при $T = 300$ К), заполненность состояний в зоне проводимости очень мала, т. е. только очень небольшое количество электронов возбуждено в эту зону тепловым движением. Для того чтобы подчеркнуть это обстоятельство, на рис. 9.25а разрешенные состояния в валентной зоне обозначены заполненными окружностями, показывающими наличие электронов. Напротив, разрешенные состояния в зоне проводимости обозначены незаполненными окружностями, показывающими отсутствие электронов. Незаполненные окружности в валентной зоне обозначают наличие дырок.

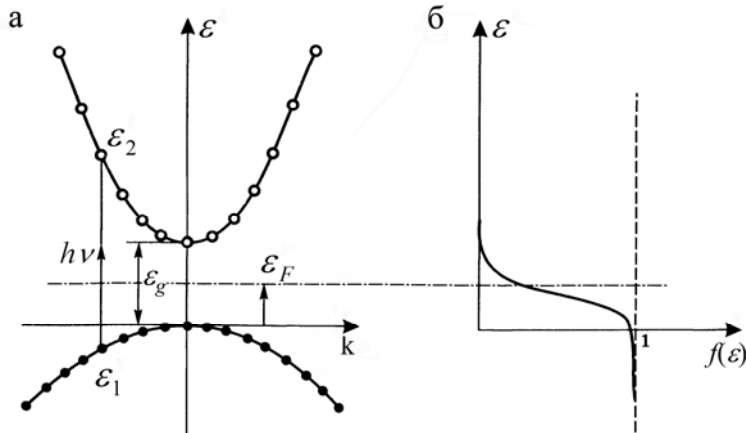


Рис. 9.25. а) Зависимость энергии ε от k для прямозонных полупроводников; б) вероятность заполнения состояний $f(\varepsilon)$ в валентной зоне и зоне проводимости при термодинамическом равновесии

Предположим теперь, что электроны возбуждаются (инжектируются) из валентной зоны в зону проводимости за счет какого-либо механизма накачки. Внутризонная релаксация (с характерной постоянной времени τ , которая определяется столкновениями электронов с фононами и составляет ~ 100 – 1 пс) происходит обычно гораздо быстрее, чем межзонная релаксация (с характерным временем релаксации $\tau \sim 1$ мс– 1 нс, определяемым скоростью электронно-дырочной рекомбинации конкретного полупроводника). Как следствие этого, внутри каждой из зон быстро устанавливается распределение по энергиям, отвечающее условиям термодинамического равновесия, хотя полупроводник в целом еще и не достиг равновесного состояния. При этом вероятности заполнения состояний в валентной зоне f_v и в зоне проводимости f_c можно рассматривать отдельно. Это означает, что для каждой зоны вероятности f_c и f_v будут независимо выражаться соотношениями, общий вид которых аналогичен (9.26):

$$f_v(\varepsilon_v) = \frac{1}{1 + \exp[(\varepsilon_v - \varepsilon_{Fv})/kT]}, \quad (9.27)$$

$$f_c(\varepsilon_c) = \frac{1}{1 + \exp[(\varepsilon_c - \varepsilon_{Fc})/kT]}, \quad (9.28)$$

где параметры ε_{Fc} и ε_{Fv} представляют собой энергии так называемых квазиуровней Ферми для зоны проводимости и валентной зоны соответственно. Таким образом, при заданных ε_{Fc} и ε_{Fv} графики зависимостей $f_c(\varepsilon_c)$ от ε_c и $f_v(\varepsilon_v)$ от ε_v будут выглядеть так, как показано на рис. 9.26б.

Отметим, что в соответствии с предшествующим обсуждением физического смысла энергии Ферми квазиуровни Ферми представляют собой для каждой из зон границы между областями полностью заполненных и полностью незаполненных состояний при $T = 0$ К. На рис. 9.26, как и на рис. 9.25а, для каждой из зон показаны состояния, занятые электронами (заполненные окружности), и состояния, занятые дырками (незаполненные окружности в валентной зоне). На этом же рисунке состояниям, занятым электронами, соответствует заштрихованная область.

Так как квазиуровни Ферми представляет собой для каждой из зон границы между областями заполненных и незаполненных электронных состояний, величины ε_{Fc} и ε_{Fv} должны зависеть от числа электронов, инжектированных в зону проводимости.

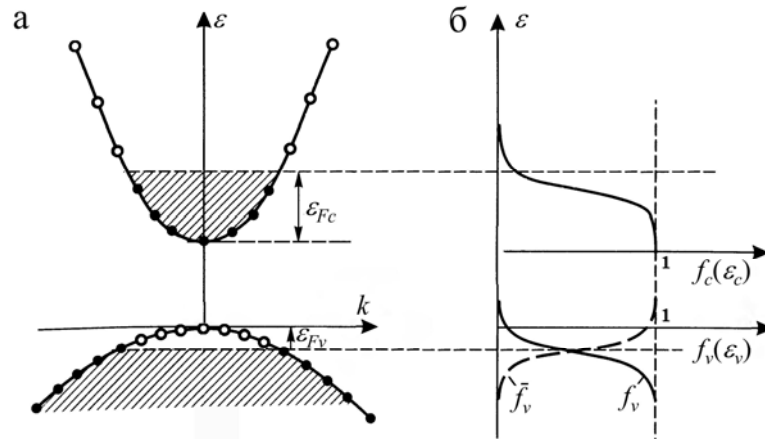


Рис. 9.26. а) Зависимость энергии ε от k для прямозонных полупроводников и б) вероятность заполнения электронных состояний $f_c(\varepsilon_c)$ в валентной зоне и $f_v(\varepsilon_v)$ в зоне проводимости при термодинамическом равновесии внутри каждой из зон ($\bar{f}_v = 1 - f_v$ – вероятность заполнения состояний дырками)

Вынужденные переходы. В дипольном приближении получены следующие правила отбора для перехода между двумя электронными состояниями (ε_1 и ε_2), вызванного взаимодействием с монохроматической электромагнитной волной частоты ν :

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = h\nu, \quad \mathbf{k}_c = \mathbf{k}_{opt} + \mathbf{k}_v. \quad (9.29)$$

Первое из уравнений (9.29) называют законом сохранения энергии, второе – импульса. Заметим, что величина волнового вектора фотона $k_{opt} = 2\pi n/\lambda \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ (здесь $n = 3.5$ – показатель преломления GaAs, а $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$ – характерная длина волны, отвечающая оптическому диапазону), в то время как порядок величин волновых векторов электронов проводимости и дырок $k_{c,v} = 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-1}$. Действительно, $m_e v_T^2 = 3k_B T$, кроме того, $p = \hbar k_c = m_e v_T$, здесь k_B – постоянная Больцмана, v_T – тепловая скорость электрона в зоне проводимости. Для дырок можно записать аналогичные выражения. Подставляя значения эффективных масс электронов и дырок, например $m_c = 0.067m_e$ и $m_v = 0.46m_e$ для GaAs при комнатной температуре, получим приведенные оценки. Таким образом, $k_{opt} \ll k_{c,v}$, следовательно, второе уравнение в (9.29) можно упростить:

$$k_c = k_v. \quad (9.30)$$

Соотношение (9.30) часто называют правилом отбора по $\mathbf{k}$, или законом сохранения $\mathbf{k}$. Оно, в частности, означает, что вынужденные излучательные переходы должны происходить вертикально на диаграмме зависимости ε от $\mathbf{k}$, а, следовательно, в качестве *активной среды для полупроводниковых лазеров могут использоваться только прямозонные материалы*, поэтому обычные одноэлементные полупроводники, например Si или Ge, не подходят.

Коэффициент усиления в полупроводнике с инверсной заполненностью (населенностью) состояний можно записать так:

$$g = \alpha_0 [f_c(\varepsilon_2) - f_v(\varepsilon_1)], \quad (9.31)$$

здесь ε_2 и ε_1 – заселенное верхнее состояние и незаселенное нижнее, между которыми совершается переход; $\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \hbar\nu_0$ – энергия перехода; α_0 – максимальный коэффициент поглощения, которым может обладать полупроводник на частоте ν_0 (см. например, рис. 9.27 для GaAs). Отсюда следует, что для любой частоты перехода максимальная величина коэффициента усиления достигается при $T = 0 \text{ K}$ и равна α_0 . Отметим, исходя из (9.31), что при любой температуре условием усиления является выполнение неравенства $f_c(\varepsilon_2) > f_v(\varepsilon_1)$. С помощью соотношений (9.27) и (9.28) можно показать, что это неравенство эквивалентно условию

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 < \varepsilon_{Fc} - \varepsilon_{Fv}. \quad (9.32)$$

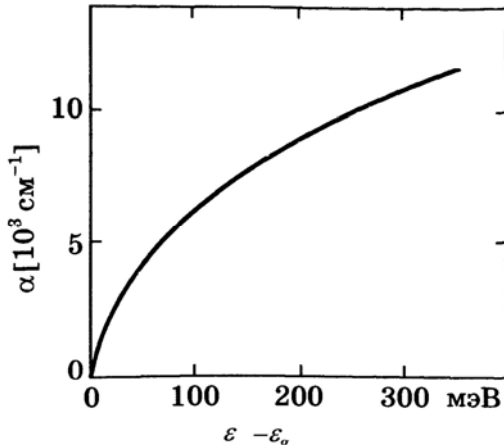


Рис. 9.27. Зависимость коэффициента поглощения α_0 от разности энергии фотона и ширины запрещенной зоны для беспримесного объемного полупроводника GaAs

Это условие означает, что число актов вынужденного излучения должно превышать число актов поглощения и в этом смысле оно эквивалентно условию $N_2 > N_1$ для простой, двухуровневой системы (см. раздел 9.1). Так как $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = h\nu_0$ и необходимо выполнение условия $h\nu_0 > \varepsilon_g$, то можно записать соотношения

$$\varepsilon_g \leq h\nu \leq \varepsilon_{Fc} - \varepsilon_{Fv}, \quad (9.33)$$

определяющие ширину полосы усиления в полупроводнике.

При инверсии населенности излучение может возникнуть в том случае, когда электрон из зоны проводимости переходит назад в валентную зону, рекомбинируя при этом с дыркой, — так называемый рекомбинационно-излучательный процесс, вследствие которого испускается спонтанное излучение в обычных светоизлучающих диодах (СИД). При подходящих условиях может возникнуть процесс вынужденного рекомбинационного излучения, соответственно ведущий к лазерной генерации.

9.9. Полупроводниковые лазеры

Лазер на p – n -переходе (инжекционный лазер)

Чтобы создать инверсию в p – n -переходе, т.е. добиться, чтобы уровни Ферми в p - и n -областях разошлись на расстояние, большее ширины запрещенной зоны ε_g , нужно приложить к переходу электрическое напряжение V , которое будет направлено противоположно направлению электрического поля между областями пространственного заряда. При этом через p – n -переход потечет электрический ток, состоящий из двух компонент: электронов и дырок,двигающихся навстречу друг другу. Эти два потока частиц встречаются в тонком слое перехода и рекомбинируют, излучая свет. Так как встречные потоки частиц будут поддерживать в переходном слое концентрацию, достаточную для вырождения электронов и дырок, то при этом условие (9.33) будет выполнено. Это означает, что при освещении p – n -перехода число вынужденно испущенных фотонов будет превышать число поглощенных фотонов. Условие инверсии в p – n -переходе выполняется с тем большим запасом, чем выше электрическое поле в переходе, т.е. чем больший ток протекает через переход. Минимальный ток, при котором вынужденное излучение сравнимо с поглощением (потерями) света в p – n -переходе, называется **пороговым током**. Если ток, пропускаемый через p – n -переход, больше порогового, то p – n -переход является усиливающей средой для света, распространяющегося в плоскости p – n -перехода. Полупроводниковые лазеры, полученные диффузией Zn в GaAs, имеют плотность пороговых токов при комнатной температуре более 50 кА/см².

Для получения генерации нужно ввести обратную связь, т.е. p – n -переход нужно поместить между зеркалами. В полупроводнике роль зеркал обычно

выполняют гладкие грани самого полупроводникового кристалла, имеющего высокий показатель преломления (например, у GaAs $n = 3.6$, что обеспечивает коэффициент отражения $\sim 32\%$). При высоких коэффициентах усиления с единицы длины (например, у GaAs до нескольких сотен обратных сантиметров) такая величина отражения обеспечивает необходимую положительную обратную связь.

Лазеры на p - n -переходе имеют очень малые размеры (см. рис. 9.28): расстояние между зеркалами (размеры резонатора) ~ 200 – 500 мкм, поперечный размер кристалла такого же порядка, а толщина p - n -перехода ~ 0.1 мкм. Электроны и дырки «проскакивают» область p - n -перехода и проникают в p - и n -части на глубину ~ 1 – 2 мкм. Поэтому светящийся слой оказывается толще переходного. Малые размеры лазерных p - n -переходов связаны с невозможностью изготовить оптически однородный p - n -переход больших размеров.

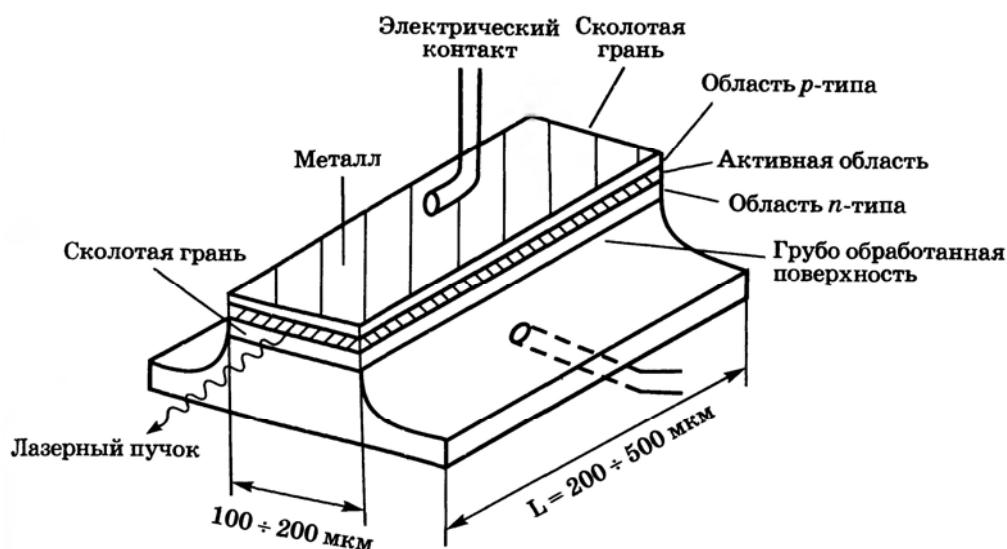


Рис. 9.28. Полупроводниковый лазер на p - n -переходе

Так как размеры резонатора полупроводникового лазера на p - n -переходе малы, то даже идеальный инжекционный лазер не обладает такой высокой направленностью излучения, как газовые и твердотельные лазеры. Однако полупроводниковые лазеры на p - n -переходе, обладая рядом недостатков (большая расходимость светового луча, широкая линия излучения), имеют ряд важных преимуществ перед другими лазерами. Они обладают высоким КПД (коэффициент преобразования электрической энергии в когерентный свет $\sim 50\%$), малыми размерами, простотой конструкции, большой мощностью, снимаемой с 1 см^2 излучающей поверхности, возможностью работы при комнатной температуре (в импульсном режиме).

Полупроводниковые лазеры с электронным возбуждением

Несмотря на высокий КПД инжекционных лазеров, получение с их помощью больших мощностей ограничивается их малыми размерами. Кроме того, трудности, связанные с изготовлением p - n -переходов в полупровод-

никах с широкой запрещенной зоной, препятствуют созданию полупроводниковых лазеров в коротковолновой области оптического спектра. Эти недостатки частично устраняются в полупроводниковых лазерах, в которых инверсия населенностей создается бомбардировкой однородного чистого полупроводника (без примесей) пучком быстрых электронов. Быстрые электроны с энергией до 0.5 МэВ, пролетая через полупроводник, теряют свою энергию в основном на возбуждение электронов валентной зоны, переводя их на высокие уровни зоны проводимости. Возбужденные электроны обладают энергией, большей ε_g . При столкновениях с атомами кристаллической решетки они в свою очередь переводят электроны из валентной зоны в зону проводимости. Таким образом, процесс перевода электронов в зону проводимости развивается лавинообразно до тех пор, пока кинетическая энергия возбуждающих электронов не станет меньше ε_g .

Быстрые электроны проникают вглубь полупроводника на значительное расстояние, например, в GaAs электроны с энергией ~ 20 кэВ проникают на глубину ~ 0.1 мм. Это в 100 раз больше, чем толщина излучающего слоя в полупроводниковом лазере на p – n -переходе. Значительная глубина проникновения быстрых электронов дает возможность возбуждать большие объемы вещества и тем самым получать большую мощность. Так как быстрые электроны больше половины энергии ($\sim 60\%$) тратят на нагрев полупроводникового кристалла, то это является обстоятельством, вынуждающим, во-первых, охлаждать кристалл, а во-вторых, посылать электроны в полупроводник короткими импульсами. Длительность импульсов электронного пучка можно сделать столь короткой, что кристалл не будет успевать нагреваться.

Полупроводниковые лазеры с оптической накачкой

В чистом полупроводниковом кристалле можно добиться инверсии населенностей, облучая кристалл интенсивным излучением. Если энергия фотонов накачки больше энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны, $h\nu > \varepsilon_g$, то такие фотоны, поглощаясь в полупроводнике, переводят электроны из валентной зоны в зону проводимости. Постепенно теряя кинетическую энергию при столкновениях с решеткой, электроны и дырки скапливаются у краев зон. При достаточно интенсивной оптической накачке число скопившихся электронов и дырок может оказаться достаточным для их вырождения. Если же энергия фотона меньше энергии $h\nu < \varepsilon_g$, то фотон поглотиться не может, для таких фотонов полупроводник прозрачен.

Полупроводниковые лазеры с прямым электрическим возбуждением

Получение инверсии населенностей в однородных полупроводниках возможно также с помощью сильного электрического поля. Под действием поля электроны переходят в зону проводимости, и если накапливается достаточно много электронов и дырок, то может возникнуть состояние с

инверсией населенностей. Однако этот метод возбуждения полупроводников обладает серьезным недостатком: электроны, перешедшие в возбужденное состояние (в зону проводимости) под действием электрического поля, под действием этого же поля переходят на все более и более высокие уровни энергии в этой зоне. При этом распределение электронов по уровням энергии в зоне проводимости становится все более равномерным и тем самым далеким от вырожденного. Для того чтобы распределение электронов и дырок стало вырожденным (это необходимо для получения инверсной заселенности), нужно периодически выключать электрическое поле так быстро, чтобы за время выключения электроны и дырки не успели рекомбинировать. После выключения поля электроны и дырки скапливаются у краев зон, и если их число достаточно велико, то условие (9.33) выполняется. Кроме того, длительность самого импульса тоже должна быть достаточно малой, так как «разогрев» электронов электрическим полем сопровождается сильным нагревом кристалла.

При комнатной температуре лазеры на гомопереходах обладают очень высокой пороговой плотностью тока. Это препятствует получению непрерывного режима генерации ввиду того, что при высоких токах возможно

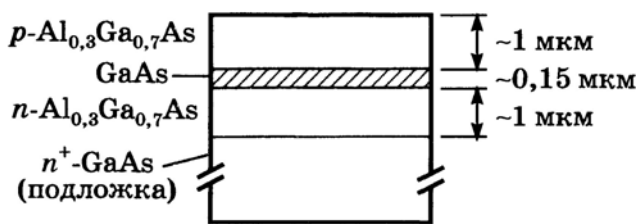


Рис. 9.29. Структура лазера с двойной гетероструктурой

(рис. 9.29). Лазеры на двойных гетероструктурах характеризуются пороговыми плотностями тока $1\text{--}3\text{ кА/см}^2$.

Значительное уменьшение порогового тока происходит благодаря совместному действию трех факторов:

- 1) показатель преломления активного слоя ($n_1 = 3.6$ для GaAs) значительно больше, чем показатель преломления ($n_2 = 3.4$ для $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$) внешних слоев; это приводит к образованию волноводной структуры. Следовательно, лазерный пучок будет сосредоточен в активном слое;
- 2) ширина запрещенной зоны активной области ($\varepsilon_{g1} \approx 1.5\text{ эВ}$) значительно меньше ширины запрещенной зоны внешних слоев ($\varepsilon_{g2} \approx 1.8\text{ эВ}$). Поэтому на обоих переходах образуются энергетические барьеры, которые эффективно удерживают инжектированные электроны и дырки в активном слое. Таким образом, для заданной плотности тока концентрация электронов и дырок в активной области увеличивается;

разрушение кристалла за очень короткое время. Этого недостатка лишены *лазеры на двойных гетеропереходах*. Их активная область представляет собой тонкий слой полупроводникового узкозонного материала ε_{g1} , расположенного между широкозонными ($\varepsilon_{g2} > \varepsilon_{g1}$) p - и n -областями-эмиттерами

3) поскольку $\varepsilon_{g2} > \varepsilon_{g1}$, краевые области лазерного пучка с частотой $\nu \cong \varepsilon_{g1}/h$ значительно меньше поглощаются во внешних слоях.

В настоящее время в оптической спектроскопии все чаще используются полупроводниковые лазеры. Наибольшая доля промышленного выпуска полупроводниковых инфракрасных лазеров приходится на приборы, согласованные с полосами пропускания оптических волокон: 0.84 мкм (лазеры на $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ или $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$), 1.31 мкм ($\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4}/\text{InP}$) и 1.55 мкм ($\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}_{0.88}\text{P}_{0.12}/\text{InP}$). Мощные полупроводниковые лазеры обеспечивают 0.2–0.5 Вт при КПД до 50–60%. Углы расходжения излучения в плоскости p – n -перехода 10–30°, в перпендикулярной плоскости – 30–60° (см. рис. 9.30). Предельные частоты модуляции излучения – несколько гигагерц и более. Для генерации большей мощности (десятки ватт) в непрерывном режиме осуществляется термоэлектрическое охлаждение. Кроме того, выпускаются лазерные модули, включающие до 10 мощных лазерных диодов, излучение которых вводится в общее волокно с диаметром сердцевины ~ 200 мкм.

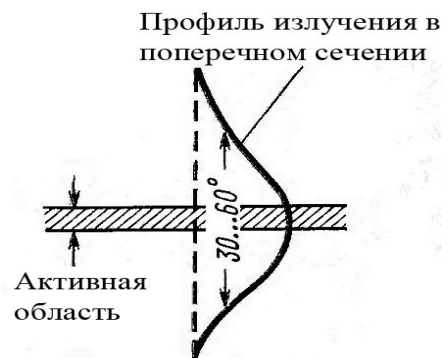


Рис. 9.30. Распределение интенсивности излучения полупроводникового лазера в поперечном сечении

В современных лазерах в качестве активной области, где происходит накопление и последующая рекомбинация неравновесных электронов и дырок, используются квантоворазмерные структуры: *квантовые ямы (потенциальная яма, которая ограничивает подвижность частиц с трех до двух измерений, заставляя их двигаться в плоском слое) и точки (фрагмент проводника или полупроводника, ограниченный по всем трем пространственным измерениям и содержащий электроны проводимости)*. Однако этот материал выходит за рамки данного пособия.

9.9. Светодиоды

Светодиод, или **светоизлучающий диод (СИД)**, – полупроводниковый диод с электронно-дырочным переходом, создающий оптическое излучение при пропускании через него электрического тока, он отличается от полупроводниковых лазеров только отсутствием резонатора.

Срок службы полупроводниковых светодиодов обычно составляет 10^5 – 10^6 часов. Полупроводниковые светодиоды компактны, экономичны, имеют высокое быстродействие, легко интегрируются с другими полупроводниковыми приборами.

Светодиоды в последнее время широко используют в качестве источника для накачки лазеров. Действительно, если удастся подобрать светодиод со спектром излучения, совпадающим с необходимой полосой поглощения рабочего тела лазера, КПД такой системы будет выше, чем при использовании ламп. Кроме того, из-за широкого спектра ламп «бесполезное» для накачки излучение приводит к сильному нагреву рабочего вещества лазера, чего можно избежать при использовании светодиодов.

Литература

1. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
2. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. М.: МФТИ, 1999.
3. Фаддеев М.А., Чупрунов Е.В. Лекции по атомной физике. М.: Физматлит, 2008.
4. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М.: Мир, 1980.
5. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.
6. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. М.: Физматкнига, 2007.
7. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия / отв. ред. М.Е. Жаботинский. М.: Сов.Энциклопедия, 1969.
8. Щука А.А. Электроника. 2-е изд. СПб.: БХВ-Петербург, 2008.
9. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применение: учебное пособие. Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012.
10. Ярив А. Квантовая электроника. 2-е изд. М.: Сов. радио, 1980.
11. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т. IV. Оптика. 3-е изд. М.: Физматлит, 2006.
12. Звелто О. Принципы лазеров. 4-е изд. СПб.: Издательство «Лань», 2008.
13. Гуртов В.А. Твердотельная электроника: учебное пособие. М., 2005.

Учебное издание

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-
ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ.
КВАНТОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

Учебно-методическое пособие

Редактор *Л. В. Себова*. Корректор *О. П. Котова*

Подписано в печать 24.02.2014. Формат $60 \times 84 \frac{1}{16}$. Усл. печ. л. 2,75.
Уч.-изд. л. 2,63. Тираж 100 экз. Заказ 57.

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
+7(495)408-58-22, +7(498)744-65-12 E-mail: rio@mail.mipt.ru

Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
+7(495)408-84-30 E-mail: polygraph@mipt.ru