

Будучи связаны с необходимостью взаимодействия электронов не только со светом, но и с рассеивателями, непрямые переходы менее вероятны, нежели прямые (если последние разрешены). Поэтому для них характерно заметно меньшее значение коэффициента поглощения, что и видно на рис. 18.3: область $0,7 \text{ эВ} \lesssim \hbar\omega \lesssim 0,8 \text{ эВ}$ отвечает там непрямым переходам, а область $\hbar\omega \gtrsim 0,8 \text{ эВ}$ — прямым.

Существуют материалы, в которых дно зоны проводимости и потолок валентной зоны располагаются в одной и той же (или почти одной и той же) точке зоны Бриллюэна. К числу таких веществ

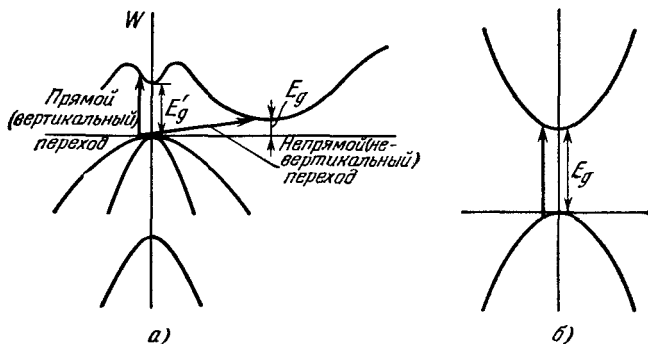


Рис. 18.4. а) Вертикальные и неvertикальные переходы в «непрямом» полупроводнике. б) Вертикальный переход в «прямом» полупроводнике.

относятся, например, арсенид галлия, антимонид индия и др. Прямые переходы в них могут вызываться фотонами с энергией, сколь угодно близкой к красной границе (рис. 18.4, б).

О материалах двух указанных типов иногда говорят как о «непрямых» и «прямых» соответственно.

Заметим, что вывод равенства (5.2) никак не был связан с предположением о том, что переходы происходят непременно между различными зонами: последнее условие определяет только область частот ω . В случае внутрizonных оптических переходов, рассмотренных в § 3, характерная скорость \tilde{v} — порядка тепловой и правая часть (5.3) также мала. С другой стороны, внутрizonные переходы непременно связаны с изменением квазиимпульса, т. е. они по определению неvertикальные. Следовательно, они могут происходить лишь при наличии рассеяния носителей заряда, в чем мы уже убедились другим путем в § 3.

§ 6. Полупроводниковые лазеры

В § 4 мы видели, что величина и знак коэффициента поглощения света γ существенно зависят от разности $f(\lambda) - f(\lambda')$, где f — степень заполнения электронами энергетических уровней, между

которыми происходят электронные переходы (формула (4.13)). Там же мы отмечали, что если в отсутствие света электронный газ находится в равновесии, то $\gamma > 0$ и, следовательно, электромагнитная волна ослабляется. Однако если в полупроводник вводить энергию от внешнего источника и этим существенно нарушать равновесие в электронном газе («накачка» энергии), то может оказаться, что $f(\lambda) > f(\lambda')$, т. е. что заселенность расположенных выше уровней станет больше заселенности уровней, лежащих ниже (*инверсия заселенности уровней*). В среде с инверсным распределением электронов γ становится отрицательным, т. е. волна не поглощается, а усиливается. Среда, в которых $\gamma < 0$, называются *активными*.

Остановимся подробнее на условии возникновения инверсного распределения. Рассмотрим сначала однородные полупроводники и прямые электронные переходы зона—зона. Будем считать, что при накачке успевает установиться равновесное энергетическое распределение электронов в зоне проводимости и дырок — в валентной зоне (но, конечно, не имеется равновесия между обеими зонами). Как мы видели в гл. VII, в этом случае можно ввести квазиуровни Ферми для электронов F_n и для дырок F_p . Тогда условие инверсии для какой-либо пары уровней, один из которых, E_λ , лежит в валентной зоне, а другой, $E_{\lambda'}$ — в зоне проводимости, есть

$$f(E_{\lambda'}) = \frac{1}{\exp \frac{E_{\lambda'} - F_n}{kT} + 1} > f(E_\lambda) = \frac{1}{\exp \frac{E_\lambda - F_p}{kT} + 1}. \quad (6.1)$$

Отсюда получаем

$$F_n - F_p > E_{\lambda'} - E_\lambda. \quad (6.2)$$

Так как минимальное значение $(E_{\lambda'} - E_\lambda)$ есть ширина запрещенной зоны E_g , то условие возможности инверсии есть

$$F_n - F_p > E_g. \quad (6.3)$$

Следовательно, накачка должна быть настолько сильной, чтобы квазиуровни Ферми оказались внутри разрешенных зон энергии; т. е. чтобы электронный и дырочный газы стали вырожденными (рис. 18.5). При этом все уровни в валентной зоне с энергией $E_\lambda > F_p$ будут практически пустыми, а все уровни в зоне проводимости с $E_{\lambda'} < F_n$ — заполнены электронами. Поэтому фотоны, энергия которых лежит в интервале $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$, где

$$\hbar\omega_{\max} = F_n - F_p, \quad \hbar\omega_{\min} = E_g, \quad (6.4)$$

не могут вызывать электронные переходы валентная зона — зона проводимости и, следовательно, не будут поглощаться. Обратные же переходы зона проводимости—валентная зона возможны, и поэтому

будет происходить излучение фотонов. Соотношения (6.4) определяют частотный интервал, в котором возможно усиление электромагнитных волн. Если инверсное распределение создается освещением от постороннего сильного источника света, то энергия фотонов накачки $\hbar\omega_n$ должна, очевидно, быть (рис. 18.5)

$$\hbar\omega_n \geq F_n - F_p = \hbar\omega_{\max}. \quad (6.5)$$

Рассмотрим теперь многодолинные полупроводники и непрямые переходы. Этот случай изображен на рис. 18.6 для конкретного

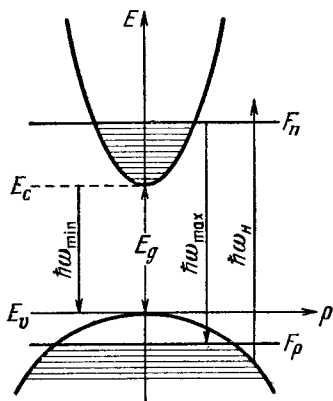


Рис. 18.5. Инверсное распределение электронов в однодолинном полупроводнике.

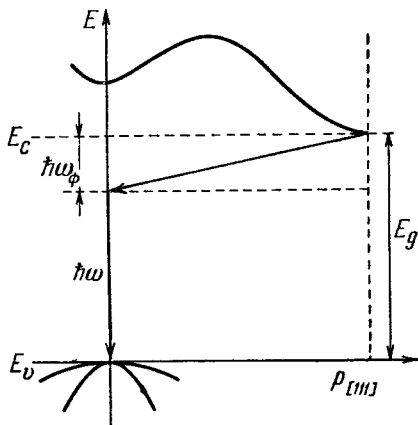


Рис. 18.6. Электронные переходы в многодолинном полупроводнике (германий) с участием фонона.

примера германия. Как показано в § 5, здесь возможны электронные переходы только с участием рассеивателей. Для определенности мы положим, что выполнение законов сохранения энергии и квазиимпульса обеспечивается участием тепловых колебаний решетки, так что при электронном переходе зона проводимости—валентная зона испускается один фотон с энергией $\hbar\omega_\phi$. Фононы будем считать равновесными (термолизированными) и находящимися в равновесии с электронным газом. Тогда условие инверсии для пары уровней $E_{\lambda'}$ и E_λ , вместо формулы (6.1), будет иметь вид

$$\left[\exp \frac{E_{\lambda'} - \hbar\omega_\phi - F_n}{kT} + 1 \right]^{-1} > \left[\exp \frac{E_\lambda - F_p}{kT} + 1 \right]^{-1}. \quad (6.6)$$

Соответственно условие активности среды, вместо (6.3), теперь будет

$$F_n - F_p > E_g - \hbar\omega_\phi.$$

Следовательно, при непрямых переходах для возникновения активности необходима меньшая разность ($F_n - F_p$), т. е. меньшая накачка

ка. Отметим, однако, что это совсем не значит, что для усиления волн выгоднее использовать не прямые переходы. Действительно, величина усиления зависит от темпа вынужденных излучательных переходов, который, при прочих равных условиях, пропорционален вероятности переходов. А эта последняя, как отмечалось выше (§ 5), для не прямых переходов меньше, чем для прямых.

Существенная особенность усиления электромагнитных волн в активных средах состоит в сужении спектрального интервала при усилении. Это происходит по той причине, что коэффициент усиления γ внутри полосы усиления ($\omega_{\max} - \omega_{\min}$) зависит от ω и при некоторой частоте имеет максимум. Поэтому преимущественно усиливаются лишь те частоты, которые лежат вблизи нее, и волна в процессе усиления становится более монохроматической.

Использование вынужденного излучения в среде с инверсной заселенностью уровней лежит в основе квантовых генераторов, или, иначе, *лазеров* *), предназначенных для генерации когерентных электромагнитных волн. Принцип их работы заключается в том, что активная среда сопрягается с резонатором колебаний и между ними осуществляется обратная связь. Последняя обычно реализуется тем, что в качестве резонатора используют два плоскопараллельных зеркала (оптический резонатор Фабри и Перро), а активную среду помещают между зеркалами резонатора. Тогда усиленная волна, отражаясь от одного из зеркал, снова вступает в активную среду и вызывает усиленное вынужденное излучение, а, следовательно, и сама усиливается еще больше. Отражаясь от второго зеркала, волна попадает опять в активную среду и снова усиливается и т. д. Если сделать зеркала полупрозрачными, то часть энергии волн будет выходить наружу. Кроме того, часть энергии волн теряется вследствие неизбежных потерь в самом резонаторе. Когда выигрыш в энергии волны становится равным суммарным потерям, в резонаторе устанавливаются стационарные автоколебания и все устройство превращается в источник когерентного электромагнитного излучения высокой степени монохроматичности.

В существующих полупроводниковых лазерах активность среды создается за счет инверсного распределения электронов между валентной зоной и зоной проводимости **). Необходимая для инверсии большая концентрация электронов и дырок может быть создана разными способами: инъекцией в p - n -переходе (инжекционная накачка), освещением сильным (некогерентным) источником света (оптическая накачка), бомбардировкой быстрыми электронами (электронная накачка) и другими приемами.

*) Название произошло от первых букв английской фразы «light amplification by stimulated emission of radiation».

***) Возможность использования полупроводников для создания активной среды в лазерах впервые была указана в 1958 г. Н. Г. Басовым и Б. М. Вулдом.

На рис. 18.7 показан принцип действия инжекционного лазера. Его основная часть — монокристалл полупроводника, в котором путем надлежащего распределения мелких доноров и акцепторов созданы области p - и n -проводимости. Между ними имеется неизбежная переходная область некоторой толщины d . В слабо легированных полупроводниках создать большую концентрацию электронов и дырок, необходимую для выполнения условия инверсии (6.3), путем одной только накачки трудно. Поэтому p - и n -области делают

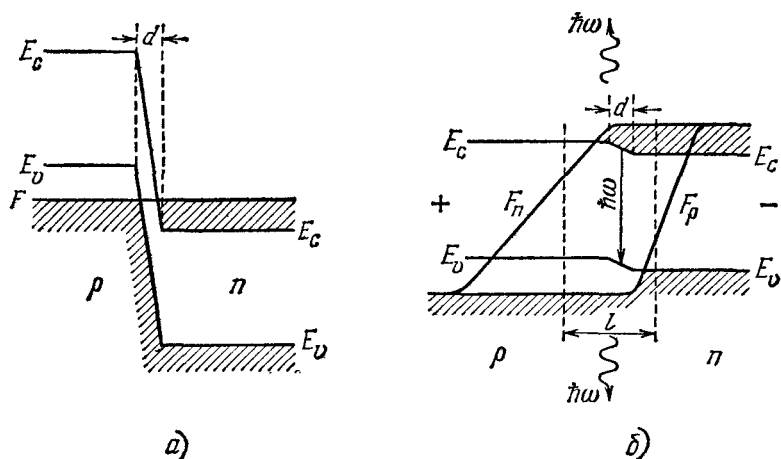


Рис. 18.7. Энергетическая диаграмма инжекционного полупроводникового лазера. а) Вырожденный p — n -переход без внешнего напряжения, б) Вырожденный p — n -переход при положительном напряжении, d — технологическая ширина перехода, l — ширина активной области ($F_n - F_p \geq E_g$).

сильно легированными, чтобы электронный и дырочный газы в n - и, соответственно, в p -области были вырождены. В этом случае уже без инжекции уровень Ферми в p -области лежит внутри валентной зоны, а в n -области — внутри зоны проводимости (рис. 18.7, а), отчего выполнение условия (6.3) при накачке облегчается. При приложении к p — n -переходу положительного напряжения (плюс источника на p -области, минус на n -области) происходит инжекция дырок (в n -область) и инжекция электронов (в p -область). Неравновесные концентрации носителей постепенно уменьшаются по мере удаления от границ перехода и затухают на расстояниях порядка их длин диффузии. Соответственно первоначальный уровень Ферми расщепляется на квазиуровни F_p и F_n , которые изменяются в пространстве так, как показано схематически на рис. 18.7, б. Из рисунка видно, что в окрестности перехода возникает активный слой, в котором $F_n - F_p \geq E_c - E_v = E_g$. Толщина активного слоя l может быть значительно больше d .

Многokrатное отражение излучения происходит от двух параллельных полированных граней кристалла, которые играют роль зеркал резонатора. Излучение выходит через узкие полосы, образованные пересечением активного слоя с частично отражающими гранями кристалла.

Лазерный эффект наблюдается во многих однодолинных полупроводниках. Одним из лучших полупроводниковых лазеров является инжекционный лазер на арсениде галлия. Укажем для ориентировки некоторые его характеристики. Размеры таких лазеров очень малы, что связано с трудностями изготовления больших однородных p - n -переходов. При излучающей поверхности порядка 10^{-4} см² излучаемая ими мощность в непрерывном режиме достигает ~ 10 Вт, что в пересчете на 1 см² соответствует $\sim 10^2 \div \div 10^3$ кВт/см². В соответствии с шириной запрещенной зоны длина волны излучаемого света равна ~ 8000 — 9000 Å (в зависимости от рабочей температуры). Величина пороговой плотности тока через p - n -переход, при которой наступает самовозбуждение, имеет порядок 100 А/см² (что соответствует полному току порядка немногих ампер). Коэффициент полезного действия при охлаждении жидким азотом достигает 70—80%.

Характеристики полупроводниковых лазеров можно значительно улучшить, применяя вместо обычных p - n -переходов, созданных в одном и том же полупроводнике, анизотипные гетеропереходы (§ VIII.5). Это позволяет существенно уменьшить пороговый ток и потому легче осуществить непрерывную генерацию в неохлаждаемых переходах при комнатной температуре, что сильно расширяет возможные применения полупроводниковых лазеров. Подробнее о полупроводниковых лазерах см., например, в [4, 5].

§ 7. Коэффициент поглощения при прямых переходах. Комбинированная плотность состояний

Рассмотрим коэффициент поглощения при прямых междузонных переходах. Будем считать, что функции распределения $f(\lambda)$ и $f(\lambda')$ равновесные. Тогда формула (4.9) с учетом (5.1') и (5.4) примет вид (при $l' = c$, $l = v$)

$$\sigma_1 = \frac{4\pi e^2}{m_0^2 \omega V} \sum_{\mathbf{p}} |(\xi, \mathbf{p}_{cv})|^2 f_0(E_v(\mathbf{p})) [1 - f_0(E_c(\mathbf{p}))] \times \\ \times \delta(E_c(\mathbf{p}) - E_v(\mathbf{p}) - \hbar\omega). \quad (7.1)$$

Переходя здесь от суммирования по \mathbf{p} к интегрированию и пользуясь формулой (1.21'), мы получаем

$$\gamma = \frac{2e^2}{\pi c m_0^2 \omega \hbar^3 e^{1/2}} \int d\mathbf{p} |(\xi, \mathbf{p}_{cv}(\mathbf{p}))|^2 f_0(E_v(\mathbf{p})) \times \\ \times [1 - f_0(E_c(\mathbf{p}))] \delta(E_c(\mathbf{p}) - E_v(\mathbf{p}) - \hbar\omega). \quad (7.2)$$