

ВВЕДЕНИЕ

Вторая часть учебного пособия по курсу «Физическая электроника и электронные приборы» посвящена проблемам, стоящим на острие современного этапа развития микро- и наноэлектроники.

В первых двух главах представлена информация о закономерностях взаимодействия света с твердым телом, что составляет фундаментальную основу создания и использования устройств, осуществляющих взаимопревращения между электрическими и оптическими сигналами. Это устройства оптической и квантовой электроники.

Объектами квантовой электроники являются когерентные (лазеры или оптические квантовые генераторы (ОКГ)) и некогерентные (светодиоды) источники излучения. Лазерная техника бурно развивается и уже трудно назвать сферу науки или техники, где не использовалось лазерное излучение, характеризующееся высокими монохроматичностью и спектральной плотностью мощности, когерентностью, направленностью. Среди современных приложений лазеров отметим голографию, медицину, космическую, измерительную и военную технику, интегральную и волоконную оптику, метрологию, мониторинг окружающей среды, информационные системы, сельское хозяйство. По мнению создателей лазера, с решением проблем управления лучом ОКГ и повышения коэффициента полезного действия использование этих устройств может поглотить все сферы и быта, и производства.

Объектами оптоэлектроники являются оптоэлектронные приборы и интегральные схемы (оптроны), которые включают источники излучения (чаще лазеры), приемники излучения (фоторезисторы, фотодиоды), устройства управления излучением (модуляторы), приборы отображения информации (индикаторы), оптические каналы связи (оптоволоконные линии), устройства запоминания и хранения информации. Оптроны позволяют комплексно решать проблему миниатюризации электронной аппаратуры, снижения ее стоимости и числа отказов, а также повышать быстродействие вычислительной техники и объемы обрабатываемой информации.

Раздел об особенностях процессов электропереноса в неупорядоченных системах ценен тем, что систематизированная в нем информация, с одной стороны, труднодоступна студентам, поскольку рассеяна по отдельным монографиям и научным статьям, а с другой стороны, весьма полезна при изучении электрофизических свойств современных материалов электронной техники.

ГЛАВА 1. ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Общепринятого определения оптоэлектроники, вообще говоря, не существует, хотя само название предполагает интуитивное понимание, что оптоэлектроника занимается чем угодно, связанным одновременно с электронами и фотонами, то есть изучает электронные процессы, происходящие, например, в твердом теле при его взаимодействии с оптическим излучением. При этом оптоэлектроника использует эти процессы для приема, передачи, переработки, хранения и отображения информации. Квантовая электроника использует квантовые явления для усиления, генерации и преобразования когерентных электромагнитных волн.

По рекомендации Международной электротехнической комиссии *оптоэлектронный прибор* определяется как:

–прибор, чувствительный к электромагнитному излучению в видимой, инфракрасной или ультрафиолетовой области спектра,

или

–прибор, излучающий и преобразующий некогерентное или когерентное излучение в этих же спектральных областях,

или

–прибор, использующий такое электромагнитное излучение для своей работы.

Следовательно, физическую основу оптоэлектроники составляют процессы преобразования электрических сигналов в оптические или, наоборот, процессы распространения излучения в различных средах, а также эффекты взаимодействия электромагнитных излучений оптического диапазона с веществом, включая физиологические. Квантовая электроника является разделом оптоэлектроники, в который выделены процессы излучения электромагнитного поля (в виде квантов энергии) средой, например, твердым телом.

Можно перечислить основные достоинства оптоэлектроники.

1. Высокая информационная емкость.

Высокие частоты электромагнитного излучения оптического диапазона (10^{13} – 10^{15} Гц, то есть в 1000–100 000 раз выше, чем в радиодиапазоне) позволяют резко увеличить количество информационных каналов передающего устройства или передающей линии. Соответственно, малые длины волн позволяют обеспечивать высокую плотность записи информации в запоминающих устройствах (порядка 10^8 бит/см²).

2. *Острая направленность светового излучения.*

При передаче сигнала световым пучком, угловая расходимость которого может быть менее $1'$, энергия передается концентрированно и с малыми потерями, в заданную область пространства, например, на фоточувствительные площадки микронных размеров.

3. *Возможность двойной (временной и пространственной) модуляции светового луча.*

Это позволяет проводить не только последовательную, но и параллельную обработку информации, что важно, к примеру, для увеличения быстродействия компьютеров.

4. *Использование электрически нейтральных фотонов.*

Электронейтральность фотонов обеспечивает механическую и электрическую бесконтактность связи, идеальную гальваническую развязку входа и выхода электронной схемы, однонаправленность потока информации и отсутствие обратной реакции приемника сигнала на его источник, помехозащищенность линий связи.

5. *Возможность непосредственного оперирования со зрительно воспринимаемыми образами.*

Поскольку зрение является нашим основным органом чувств, зрительное представление количественной информации (например, цифры на табло вольтметра вместо отклонения стрелки), да и любой другой, воспринимается наиболее естественно.

6. *Возможность создания устройств подлинно функциональной микроэлектроники.*

Трансформаторы, реле, герконы, кабели, переменные резисторы, разъемы и тому подобные элементы схем сводят на нет всю миниатюризацию, достигнутую применением микроэлектронных технологий. Эти элементы составляют 90–95% объема и массы, потребляемой мощности и стоимости электронных устройств. Оптоэлектроника с самого начала ставила своей целью избавиться от этих громоздких элементов, однако следует сказать, что именно эту задачу она и не смогла окончательно решить. В настоящее время решению этой проблемы посвящены разработки в области так называемых *микросистемных технологий*.

Оптоэлектроника – обширная область науки и техники. В рамках данного курса мы рассмотрим физические принципы работы только некоторых оптоэлектронных приборов, относящихся к таким их классам, как источники излучения, приемники излучения (фотоде-

текторы) и преобразователи световой энергии в электрическую. Из источников излучения мы познакомимся с лазерами и светодиодами, из фотодетекторов – с фоторезисторами, фотодиодами и фототранзисторами, из преобразователей – с полупроводниковыми солнечными батареями. Кроме того, мы выясним, что такое оптроны, и познакомимся с тем, что же называют интегральной оптикой.

1.1. Основные физические процессы при взаимодействии света с кристаллом

Физические процессы, протекающие в кристаллическом теле при его взаимодействии с электромагнитным излучением в оптическом диапазоне длин волн, могут сопровождаться сохранением энергии кванта излучения (фотона) или превращением энергии фотона при передаче энергии твердому телу. К первым относятся пропуска-

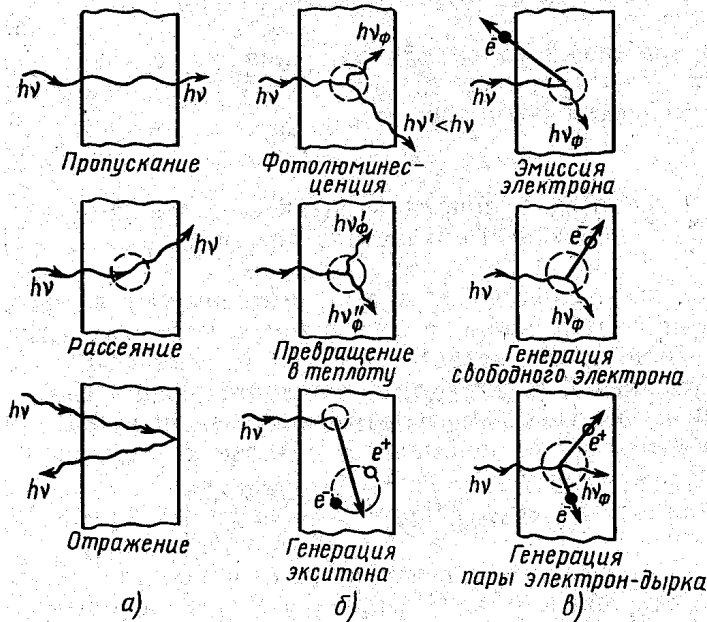


Рис. 1. Взаимодействия света с твердым телом:
 а – процессы с сохранением энергии кванта;
 б и в – процессы с поглощением кванта (не-электрические и электрические соответственно)

изменяется энергия свободных или связанных электронов либо колебательная энергия атомов. Взаимосвязь электронно-атомных возбуждений, происходящих при поглощении кванта энергии, отражает

ние, отражение, рассеяние (преломления) света, вращение плоскости поляризации и другие процессы, которые изучаются классической оптикой. В результате вторых процессов в твердом теле происходит генерация заряженных частиц (электрон проводимости, дырка) или незаряженных квазичастиц (фотон, фонон, экситон) (рис. 1).

Процессы второго типа сопровождаются поглощением фотонов в твердом теле, в результате которого

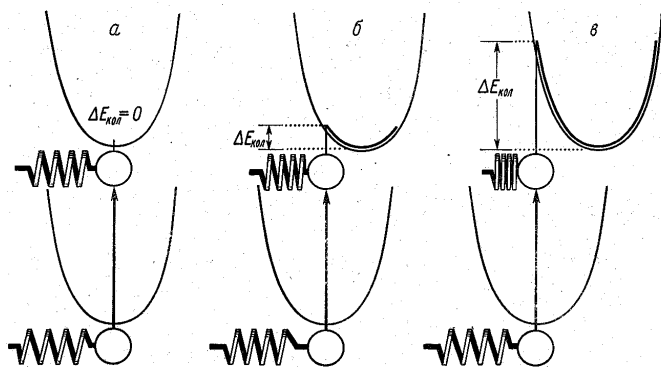


Рис. 2. Классическая интерпретация принципа Франка – Кондона

принцип Франка – Кондона, который гласит, что вследствие большой разницы в массах между ядерным остовом и возбуждаемым электроном электронный переход происходит так быстро, что ядра при этом можно считать неподвижными. Это значит, что электронный переход является вертикальным, поскольку ядра сохраняют свои положения. Однако если энергетические кривые (например, дисперсионные кривые, отражающие зависимость энергии от волнового числа) смещены друг относительно друга, электронный переход приводит к сжатому или растянутому состоянию молекулы, которая начинает колебаться (рис. 2), т.е. электронный переход сопровождается колебательным возбуждением молекулы.

вертикальным, поскольку ядра сохраняют свои положения. Однако если энергетические кривые (например, дисперсионные кривые, отражающие зависимость энергии от волнового числа) смещены друг относительно друга, электронный переход приводит к сжатому или растянутому состоянию молекулы, которая начинает колебаться (рис. 2), т.е. электронный переход сопровождается колебательным возбуждением молекулы.

1.2. Поглощение света в полупроводниках

1.2.1. Основные виды поглощения

Поглощение фотонов твердым телом сопровождается передачей энергии фотона электрону или атомам. Интенсивность светового потока J при прохождении в теле расстояния x уменьшается от исходного значения J_0 экспоненциально в соответствии с законом Бугера – Ламберта:

$$J = J_0 \exp(-\alpha x) \quad (1)$$

где α – коэффициент поглощения, определяющий вероятность поглощения фотона на единичной длине.

Вид спектра оптического поглощения полупроводника, то есть зависимость α от частоты ν или длины волны падающего света λ , определяется характером и концентрацией поглощающих центров, которыми могут быть свободные и связанные электроны, а также кристаллическая решетка (рис. 3).

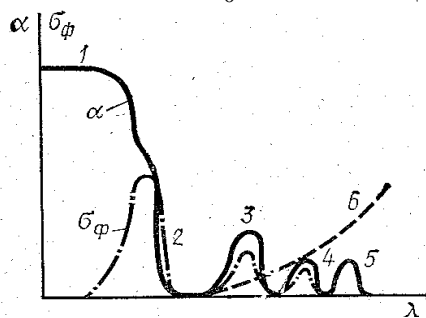


Рис. 3. Спектры поглощения (1, 2) и фотопроводимости (3–6)

поглощающих центров, которыми могут быть свободные и связанные электроны, а также кристаллическая решетка (рис. 3).

Собственное поглощение в полупроводнике сопровождается образованием пар неравновесных носителей заряда электрон-дырка и возникновением фотопроводимости $\sigma_{\text{ф}}$. На спектре оптического поглощения полупроводника такое явление обуславливает проявление ступеньки в области граничной частоты, которую называют краем собственного поглощения (рис. 3, участок 1–2). Это позволяет определять ширину запрещенной зоны материала E_g по граничной частоте E_g/h . Смещение края собственного поглощения от длины волны, соответствующей h/E_g , происходит в соответствии с особенностями зонной структуры полупроводника. Так, в спектре поглощения двудольных полупроводников (GaAs, GaSb, InP и др.) присутствуют два края поглощения, обусловленные переходами электрона в разные долины зоны проводимости. Для непрямозонных материалов (Si, Ge, GaP и др.) край поглощения смещен в коротковолновую область спектра, поскольку более вероятным прямым (вертикальным) переходам соответствует энергия большая, чем зазор между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости (рис. 4). Сведения по закономерностям данного вида поглощения подробнее представлены в источнике [16].

Примесное поглощение приводит к возбуждению или ионизации примеси (рис. 3, области 4 и 3 соответственно). Если электрон в

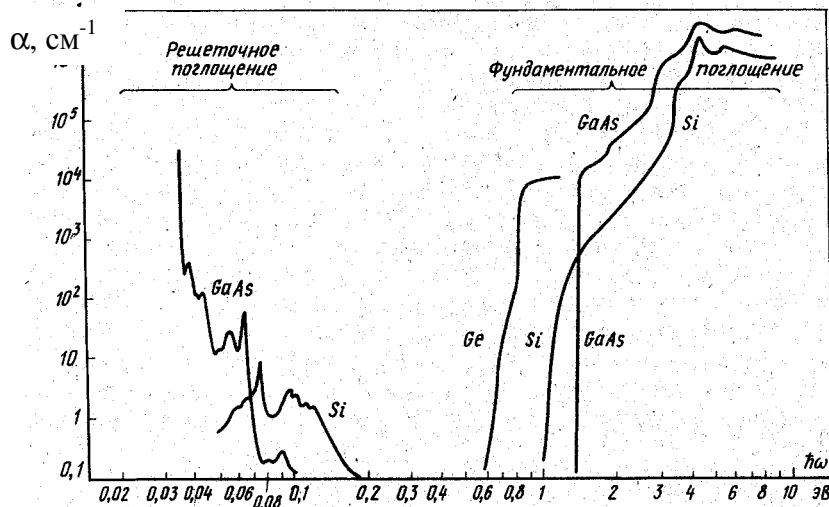


Рис. 4. Спектры собственного поглощения полупроводников.

таком случае переходит в зону (проводимости) или из зоны (валентной), то происходит генерация неравновесных носителей заряда и увеличение проводимости материала (рис. 3, область 3). Однако, при изучении спектров поглощения примесных полупроводников следует помнить,

что полосы примесного поглощения проявляются только для глубоких примесей, не ионизованных в условиях эксперимента за счет тепловой энергии.

Экситонное поглощение сопровождается возникновением возбужденного электрона, связанного с образовавшейся дыркой. Такое возбуждение, которое может распространяться по кристаллу, называется *экситоном*. Его энергия немного меньше ширины запрещенной зоны, которая определяет минимальную энергию образования пары носителей заряда (несвязанные электрон и дырка). Образование экситонов характерно для полупроводников и диэлектриков. Однако в последних притяжение между электроном и дыркой велико, что обуславливает повышенную устойчивость экситона. В полупроводниках же экситонные состояния охватывают несколько элементарных ячеек кристалла (десятки нм) и легко распадаются при рассеянии на дефектах с образованием двух носителей, что приводит к изменению проводимости и появлению узких пиков у края собственного поглощения (в области 2 на рис. 3). Количественно положение экситонных линий на спектре определяется выражением

$$h\nu = E_g - E_{\text{ex}}/z^2, \quad (2)$$

где E_{ex} — энергия связи в экситоне;

z — целые положительные числа.

Поглощение *свободными носителями* заряда в полупроводниках проявляется на спектрах оптического поглощения при достаточно высокой концентрации носителей в виде участков монотонного возрастания коэффициента поглощения вплоть до длин волн порядка 100 мкм (неселективное поглощение, рис. 3, область б) или в виде узких полос (селективное поглощение). В первом случае не соблюдаются правила отбора (рис. 5а), согласно которым реализуются электронные переходы между разрешенными в данном материале энергетическими уровнями с сохранением квазиимпульса электрона (рис. 5б). Такое неселективное поглощение возможно, если кроме про-

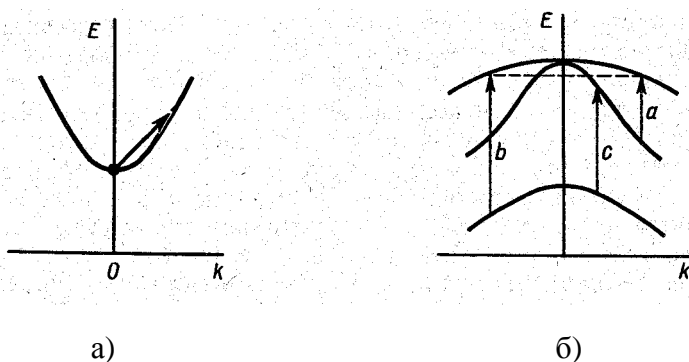


Рис. 5. Электронные переходы с нарушением (а) и выполнением (б) правил отбора

цесса поглощения фотона в полупроводнике происходит поглощение (испускание) фонона или рассеяние носителей на ионизованных примесях, поскольку именно электрон-фононное взаимодействие обеспечивает соблюдение закона сохранения импульса при переходах с изменением квазиимпульса электрона (рис.5, а). В этом случае коэффициент поглощения α связан с проводимостью σ соотношением

$$\alpha = \sigma / c \epsilon_0 n, \quad (3)$$

где c – скорость света в вакууме ($3,00 \cdot 10^8$ м/с);

ϵ_0 – электрическая постоянная ($8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл²/Н·м²);

n – показатель преломления материала.

Селективное поглощение происходит с выполнением правил отбора и может быть связано, например, с переходами электрона между подзонами валентной зоны, образующимися за счет спин-орбитального взаимодействия электронов (рис. 5б). Поглощение носителями заряда расходуется на создание тока высокой (оптической) частоты и в конечном итоге выделяется в виде джоулева тепла.

Междолинное поглощение характерно для многодолинных полупроводников и можно рассматривать как разновидность неселективного поглощения носителями заряда. Особенностью этого поглощения является переход электрона из одного устойчивого (с минимальной потенциальной энергией) состояния в другое, которые отличаются эффективной массой и, следовательно, подвижностью, что отражается на проводимости полупроводника.

Решеточное поглощение особенно важно для веществ с достаточной долей ионности связи, поскольку генерация оптических фононов (изменение энергии колебания атомов или ионов) приводит к заметному изменению вектора поляризации диполей в материале. Наиболее сильно поглощаются фотоны, энергия которых близка к энергии собственных колебаний диполей и составляет десятки мэВ, что соответствует далекой инфракрасной области электромагнитного спектра (рис. 3, область 5). Импульс фотона h/λ (где λ в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения составляет величину от 1 мм до сотен нм) существенно меньше квазиимпульса фонона h/a (где a – постоянная решетки, в большинстве случаев имеющая значение менее 1 нм). Поэтому закон сохранения импульса соблюдается при выделении нескольких фононов на 1 поглощенный фотон, что усложняет структуру спектра решеточного поглощения. Данный вид поглощения определяет окраску материалов.

Плазменное поглощение обусловлено взаимодействием фотонов с плазменными волнами. Последние представляют собой согласованные колебания напряженности электрического поля и объемной плотности заряда, в режиме, когда эти колебания взаимно поддерживают друг друга и затухают со временем за счет омических потерь. По сути, плазменные волны представляют собой один из типов нормальных колебаний поля в среде со свободными зарядами. Данный тип поглощения проявляется на так называемой плазменной частоте, которая для полупроводников составляет величину около 10^{-12} с^{-1} .

1.2.2. Влияние внешних факторов на поглощение в полупроводнике

Изменение внешних условий, при которых происходит взаимодействие фотонов с полупроводником, может заметно изменить как характер, так и количественные показатели спектра поглощения.

При увеличении температуры материала усиливается расщепление разрешенных энергетических уровней, что приводит к увеличению ширины разрешенных зон и уменьшению ширины запрещенной зоны по закону, близкому к линейному. В результате край собственного поглощения материала смещается в длинноволновую область спектра (рис. 6). Для примесных полупроводников особый интерес представляют измерения при пониженных температурах, когда происходит «вымораживание» электронов из возбужденного состояния в исходное, что обуславливает наличие полос примесного поглощения и позволяет выявлять все примесные состояния в запрещенной зоне полупроводника.

Особенностью спектра поглощения ряда примесных полупроводников является реализация эффекта Бурштейна. Этот эффект характерен для материалов с низкой плотностью энергетических состояний в зоне проводимости (например, для InSb) и проявля-

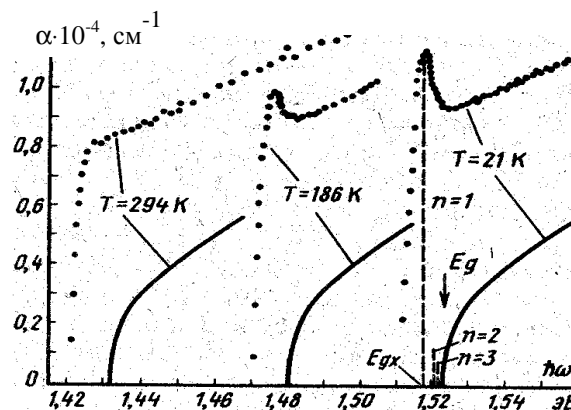


Рис. 6. Экспериментальный (точки) и расчетный (линии) спектры собственного поглощения арсенида галлия при различных температурах. Пунктир относится к экситонному поглощению

ется в смещении края собственного поглощения при увеличении степени вырождения (легирования) полупроводника. В таком случае увеличение концентрации мелких примесей приводит к заполнению дна зоны проводимости и возбуждение электронов по механизму собственного поглощения (валентная зона – зона проводимости) требует энергий, заметно превышающих ширину запрещенной зоны (в InSb 0,5 эВ вместо 0,2 эВ.)

В сильном *электрическом* поле край собственного поглощения смещается в длинноволновую область спектра, что аналогично полемому уменьшению ширины запрещенной зоны. В *магнитных* полях наблюдается эффект *магнетопоглощения*, благодаря которому спектр поглощения представляет собой набор узких полос. Эти полосы соответствуют энергиям перехода электрона в пределах разрешенной зоны между уровнями Ландау, которые характеризуются наиболее высокой плотностью состояний. Такие уровни образуются в результате перераспределения плотности энергетических состояний при наложении магнитного поля (квантование Ландау). Изучение спектров поглощения, полученных в магнитных полях, позволяет составлять представления о сложной структуре разрешенных зон полупроводника.

1.3. Фотопроводимость

Одним из многочисленных фотоэлектрических явлений в полупроводниках является *фоторезистивный* эффект, который заключается в изменении электрического сопротивления при воздействии электромагнитного излучения. Добавочную проводимость σ_f , возникающую в результате поглощения фотонов, называют *фотопроводимостью*. Фотопроводимость обусловлена в первую очередь внутренним фотоэффектом, который сопровождается возбуждением электронов, но не приводит к выходу электронов из твердого тела, как это происходит при внешнем фотоэффекте. В результате внутреннего фотоэффекта увеличивается концентрация носителей заряда по механизму собственного или примесного поглощения. Кроме того, возможно изменение подвижности (эффективной массы) носителей при возбуждении в пределах разрешенной зоны. Такой вклад в фотопроводимость реален, если «горячие» электроны не успевают термализоваться за время пребывания (время жизни) в разрешенной зоне, то есть их энергия остается избыточной и не соответствует распределению по энергиям и импульсам равновесных носителей в данной зоне.

Это имеет значение для невырожденных слаболегированных полупроводников, которые характеризуются малой эффективной массой носителей заряда, при невысоких температурах и энергиях фотонов.

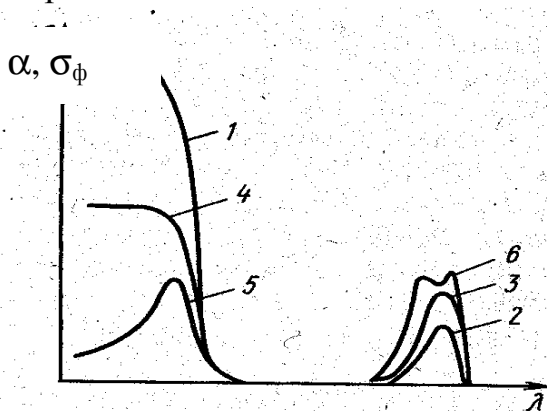
На практике при облучении тела фотопроводимость со временем увеличивается до некоторого стационарного значения, соответствующего определенному соотношению между скоростью генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда

$$\sigma_{\phi} = (\tau_e \mu_e + \tau_h \mu_h) \cdot \alpha \beta J_e / h\nu, \quad (4)$$

где τ и μ – время жизни и подвижность соответствующих неравновесных носителей заряда;

β – квантовый выход, равный числу пар или единиц носителей, образовавшихся при поглощении одного кванта излучения. β приближается к единице, когда энергия фотона составляет величину $1-2 E_g$. При больших значениях $h\nu$ квантовый выход может превышать единицу за счет вторичного явления ударной ионизации атомов «горячими» электронами с образованием дополнительных носителей. Рост и спад фотопроводимости во времени происходит по экспоненциальному закону (см. подробнее [16]) с константой, равной времени жизни неравновесных носителей заряда. Это время определяется особенностями рекомбинационных процессов, а также участием ловушек (центров временной локализации носителей). Ловушки, в качестве которых могут выступать дефекты кристаллической решетки, захватывают носители заряда и удерживают их некоторое время, увеличивая тем самым эффективное время жизни неравновесных носителей и фотопроводимость. Однако, при этом существенно снижается быстродействие приборов, работающих на фоторезистивном эффекте. Вероятность акта рекомбинации носителя в ловушке невелика.

Анализируя влияние рекомбинационных процессов на фотопроводимость, следует учитывать как объемную, так и поверхностную рекомбинации. Вклад этих составляющих в ограничение времени



жизни носителей во многом зависит от соотношения между толщиной образца d и коэффициентом поглощения α . Если $d \cdot \alpha \ll 1$, (в объемных образцах), скорость генерации постоянна в объеме, и время жизни носителей заряда определяется объемной

Рис. 7. Спектры поглощения (1–2) и проводимости (3–6)

составляющей (если диффузионная длина носителей L много меньше толщины d). Спектр фотопроводимости при этом определяется спектром оптического поглощения материала (рис. 7, кривые 2 и 3). Это характерно для примесного поглощения с малыми значениями $\alpha \approx 100 \text{ см}^{-1}$. В тонких пленках при собственном поглощении ($\alpha \approx 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$) диффузионная длина (диффузионный путь неравновесного носителя в материале от момента генерации до рекомбинации) много больше толщины пленки и скорость поверхностной рекомбинации оказывает существенное влияние на фотопроводимость. При малой скорости поверхностной рекомбинации на спектре фотопроводимости появляется участок насыщения (рис. 7, кривая 4), соответствующий большим α , когда почти все падающее излучение поглощается. При большой скорости поверхностной рекомбинации на спектре собственной фотопроводимости проявляется максимум (рис. 7, кривая 5), поскольку с увеличением α и уменьшением λ увеличивается доля носителей, которые генерируются в приповерхностном слое и активно рекомбинируют. В случае примесного материала такой эффект проявляется спадом фотопроводимости в центре полосы интенсивного примесного поглощения (рис. 7, кривая 6).

1.4. Фото-ЭДС

Изменение концентрации носителей при освещении полупроводника приводит не только к изменению электропроводности, но и к возникновению электродвижущих сил (фото-ЭДС) в случае пространственного разделения фотогенерированных носителей заряда. Общей

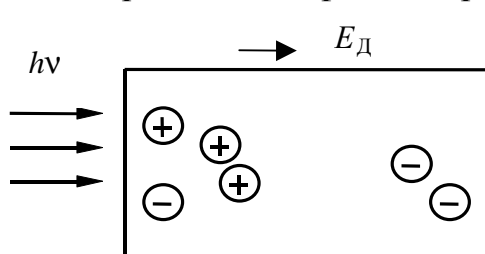


Рис. 8. Схема возникновения ЭДС Дембера в однородном полупроводнике

причиной возникновения фото-ЭДС в наиболее важных известных случаях является *диффузия* фотоэлектронов и фотодырок от места генерации (поверхности) в объем материала. Эта диффузия биполярна и характеризуется биполярным коэффициентом диффузии D_{\pm} неравновесных носителей, который связан с коэффициентами диффузии электронов D_e и дырок D_h соотношением

$$D_{\pm} = (D_e \cdot \sigma_h + D_h \cdot \sigma_e) / (\sigma_h + \sigma_e), \quad (5)$$

где σ_h и σ_e – равновесные удельные электропроводности соответствующего типа.

Можно отметить следующие основные условия возникновения фото-ЭДС достаточно большой величины:

- 1) интенсивное поглощение фотонов, что наблюдается для каждого материала в определенном диапазоне спектра электромагнитного излучения;
- 2) фотогенерация носителей обоих знаков или носителей знака, противоположного знаку основных равновесных носителей в полупроводнике;
- 3) неоднородность полупроводника, что часто проявляется отличием концентрации носителей в поверхностном освещаемом слое от концентрации таковых в объеме материала.

В зависимости от структуры полупроводника и условий возникновения различают типы фото-ЭДС, среди которых можно отметить ЭДС Дембера. Эффект заключается в возникновении электрического поля в однородном полупроводнике при освещении его поверхности (кристалл-фотоэффект) в результате диффузии с разной скоростью фотоэлектронов (чаще более подвижных частиц) и фотодырок (рис. 8). Величина ЭДС Дембера E_d пропорциональна разности коэффициентов диффузии носителей и компенсирует разность диффузионных токов дырок и электронов. При этом возникающее электрическое поле ускоряет менее подвижные частицы и замедляет быстрые.

В неоднородных полупроводниках возникает объемная или распределенная фото-ЭДС. Наличие градиента удельного сопротивления в материале приводит в таком случае к возникновению диффузионных токов, которые компенсируются дрейфовыми токами равновесных носителей в полях неравномернораспределенных ионизованных примесей. При освещении это равновесие нарушается за счет диффузии неравновесных носителей (рис. 9). Величина объемной фото-ЭДС пропорциональна градиенту концентрации активной примеси, а также квадрату диффузионной длины неосновных носителей. Для наиболее распространенных полупроводников

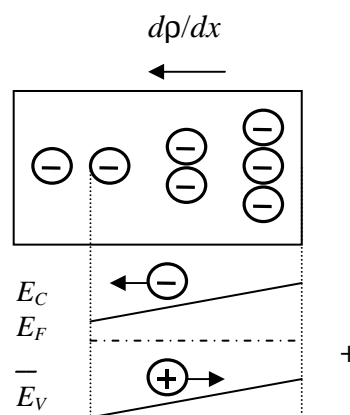


Рис. 9. Схема возникновения объемной фото-ЭДС в неоднородном полупроводнике

значения обоих вышеуказанных типов фото-ЭДС составляют единицы милливольт.

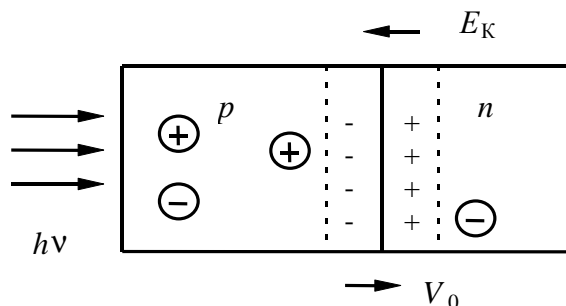


Рис. 10. Схема возникновения вентильной фото-ЭДС.

Наиболее важным с практической точки зрения типом фото-ЭДС в настоящее время является *вентильная* фото-ЭДС фотогальванический эффект). Она проявляется при освещении полупроводника и генерации неравновесных носителей заряда вблизи потенциального барьера, в качестве которого могут выступить всевозможные контакты и даже сама поверхность полупроводника вследствие приповерхностного искривления зон. Отличие этого типа фото-ЭДС от вышеуказанных видов состоит в том, что потоки диффундирующих неравновесных носителей заряда разделяются барьером, а не в результате различия свойств самих носителей (ЭДС Дембера) или характеристик материала (объемная фото-ЭДС). Обычно ситуацию иллюстрируют на примере *p-n*-перехода (рис.10). В этом случае для возникновения фото-ЭДС необходимо выполнение *дополнительного условия*, а именно, расстояние от области генерации неравновесных носителей до *p-n*-перехода не должно превышать диффузионной длины этих носителей. Тогда контактное поле разделяет диффундирующие неравновесные носители (пропускает неосновные и задерживает основные носители), что приводит к возникновению вентильной фото-ЭДС V_0 , полярность которой противоположна полярности контактной разности потенциалов на границе *p-n*-перехода. Максимальная величина V_0 не превышает контактной разности потенциалов E_K и может быть увеличена подачей на I_0 обратного смещения, при котором возрастает потенциальный барьер. В свою очередь, вентильная фото-ЭДС снижает потенциалы

Наиболее важным с практической точки зрения типом фото-ЭДС в настоящее время является *вентильная* фото-ЭДС фотогальванический эффект). Она проявляется при освещении полупроводника и генерации неравновесных носителей заряда вблизи потенциального барьера, в качестве которого могут выступить всевозможные кон-

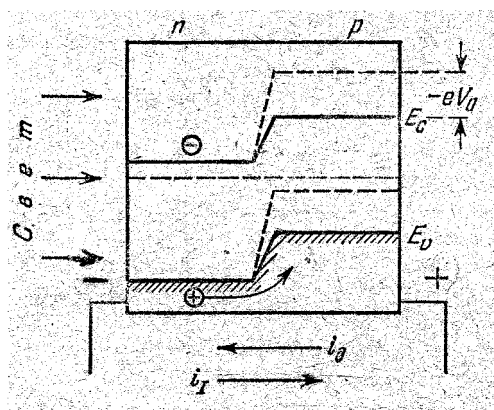


Рис. 11. Энергетическая диаграмма *p-n*-перехода в темноте (пунктир) и при освещении (сплошная линия)

ный барьер на границе p - n -перехода (рис. 11).

Спектр вентильной фото-ЭДС содержит максимум, что можно пояснить на основании основного уравнения вентильной фото-ЭДС (или фотоэлементов), приведенного в [16].

$$V_0 = \ln(1 + I_C / I_0) \cdot kT/e, \quad (6)$$

где I_C и I_0 – световой ток и ток насыщения p - n -перехода.

На возрастающем участке спектра при увеличении энергии падающих фотонов (и соответственно уменьшении длины волны падающего света) световой ток I_C значительно увеличивается, поскольку растет темп генерации неравновесных носителей заряда. На этом же участке ток насыщения I_0 также увеличивается, однако существенно меньше, чем I_C , поскольку подавляющая часть равновесных носителей не могут преодолеть потенциальный барьер на границе p - n -перехода. В результате на этом участке спектра $I_C > I_0$ и с ростом энергии фотонов V_0 увеличивается до некоторого максимального значения. При этом значении V_0 , потенциальный барьер на границе p - n -перехода понизится до величины, сравнимой с тепловой энергией носителей заряда, и через p - n -переход будет протекать большой ток равновесных носителей, концентрация которых значительно выше числа неравновесных носителей и следовательно $I_C < I_0$. Дальнейшее увеличение энергии фотонов приведет к снижению V_0 . Абсолютные значения максимальной вентильной фото-ЭДС наблюдаются в легированных полупроводниках, когда уровень Ферми близок к краю разрешенной зоны, и составляют величину порядка $E_g/2$, то есть 0,3 В для германия и 0,5 В для кремния. Это на несколько порядков больше, чем величины других типов фото-ЭДС.

1.5. Излучение и усиление света

1.5.1. Люминесценция в твердом теле

Излучение фотонов полупроводником может наблюдаться в результате процессов рекомбинации носителей заряда, непременно сопровождающих генерацию (и равновесную, и неравновесную), поскольку процесс возбуждения электронов является обратимым. Процессы излучения могут быть тепловыми (безызлучательная рекомбинация) и нетепловыми (излучательная рекомбинация или *люминесценция*). Под люминесценцией понимают излучение, избыточное над тепловым при данной температуре и обладающее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Эта длительность называется временем послесвечения. Она составляет не

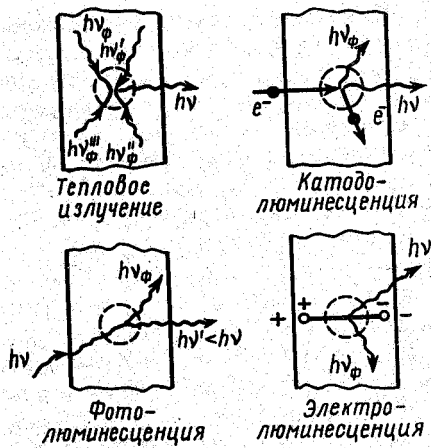


Рис. 12. Виды люминесценции

Энергия излучения регулируется природой и состоянием активатора. Такие примесные источники люминесцентного свечения называют *кристаллофосфорами*, которые включают широкозонный полупроводник, активатор и легкоплавкие добавки. Механизмы излучения в неравновесном материале могут включать переходы с образованием, распространением и распадом экситонов, с участием ловушек, повышающих время послесвечения с увеличением глубины залегания ΔE_L и другие (рис. 13).

1.5.2. Теория излучения Эйнштейна. Статистика электронов в лазерной системе.

Концепция равновесия — это научный (или, по крайней мере, методический) принцип, столь же мощный, как и законы сохранения энергии или импульса. Использование функции Ферми — Дирака означает, что

1) система находится в состо-

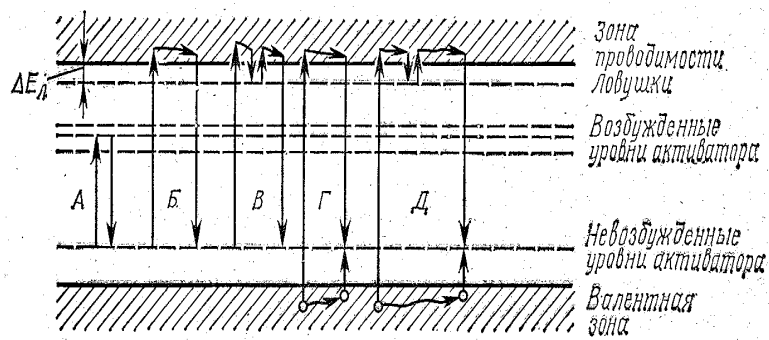


Рис. 13. Излучательные переходы в кристаллофосфорах: А - возбуждение активатора и рекомбинация; Б - возбуждение с образованием электрона проводимости и рекомбинация; В - аналогично б) с промежуточным захватом ловушкой; Г - возбуждение собственного атома и рекомбинация с участием активатора; Д - аналогично г) с дополнительным участием ловушки

янии равновесия;

2) у системы есть определенная температура.

Нельзя говорить о температуре одного электрона, и нельзя говорить о температуре выведенной из равновесия системы, так как не существует такой величины T , которую можно подставить в $f(E, T)$ и получить правильное распределение электронов по энергии. Правда, Вы мне можете возразить и сказать, что мы уже много раз пользовались равновесными функциями распределения при описании неравновесного процесса электропроводности – ведь система электронов в этом случае выводится из равновесия внешним электрическим полем. Но вспомните: электрическое поле вызывает дрейфовую скорость, которая составляет всего лишь миллионную долю процента от тепловой скорости. Это означает, что *очень маленькое* отклонение от равновесия создает *очень большие* токи, поэтому в слабых полях электропроводность – *почти* равновесное явление.

В лазерах все иначе. Хотя распределение заселенности уровней в рабочем теле лазера сильно возмущено, тем не менее, тут присутствует равновесие особого рода. Правда, абсолютная температура системы при это отрицательна, но ничего страшного, ведь она «горячее» самой высокой положительной температуры. Странно? Давайте разберемся подробнее.

Пусть у нас есть система (рис. 14), содержащая только два энер-

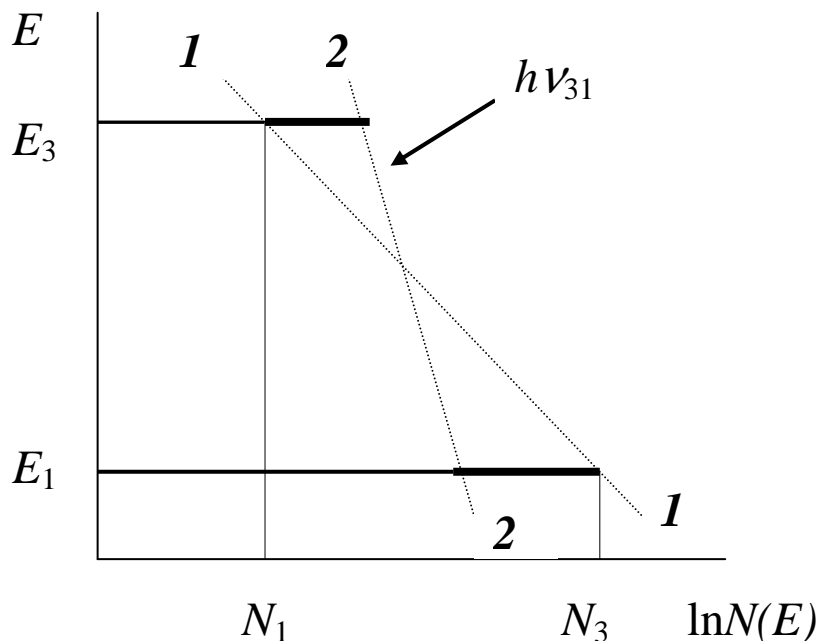


Рис. 14. Схема заселенности электронных состояний в двухуровневой системе

гетических уровня: E_1 и E_3 (индекс 2 нам понадобится позже). В больцмановском приближении заселенности уровней E_1 и E_3 , то есть количества электронов N_1 и N_3 с энергиями E_1 и E_3 , связаны соотношением

$$N_3 = N_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT}\right), \quad (7)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Что реально может означать подобная двухуровневая система? Это могут быть любые два электронных энергетических уровня атома, молекулы или твердого тела, выбранные из множества разрешенных уровней.

Если наша система находится в равновесии, то число переходов электронов в единицу времени с уровня E_1 на уровень E_3 равно числу переходов с уровня E_3 на уровень E_1 (такое утверждение называется *принципом детального баланса*). Будем считать (это зависит от конкретного материала), что все переходы с уровня E_3 на уровень E_1 являются излучательными, то есть сопровождаются излучением фотона. Такое излучение, обусловленное самопроизвольным «падением» электронов с верхних уровней на нижние, называется *спонтанным излучением*. При спонтанном излучении испускаются фотоны с частотой ν_{31} , удовлетворяющей условию

$$h\nu_{31} = E_3 - E_1, \quad (8)$$

где h – постоянная Планка. (Кстати, какой физический закон требует, чтобы выполнялось это условие?) При переходах электронов с уровня E_1 на уровень E_3 происходит поглощение фотонов такой же частоты, и процесс так и называется – *поглощение*. Таким образом, тепловое равновесие в нашей системе поддерживается имеющимися в ней фотонами, которые непрерывно излучаются и поглощаются при электронных переходах. Это пронизывающее равновесную систему излучение называется тепловым, и его спектральная плотность $\rho(\nu)$, то есть объемная плотность энергии фотонов, приходящаяся на единственный интервал частот вблизи заданной частоты ν , описывается знаменитой *формулой Планка*

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (9)$$

где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления вещества, в котором развиваются описанные нами события.

Число электронных переходов в единицу времени (скорость переходов), соответствующих поглощению, пропорционально количеству электронов на нижнем уровне и спектральной плотности излучения, соответствующей частоте ν_{31} , то есть равно $B_{13}N_1\rho(\nu_{31})$. Коэффициент пропорциональности B_{13} обычно называют *коэффициентом поглощения*. Скорость электронных переходов, соответствующих спонтанному излучению, пропорциональна просто количеству электронов на верхнем уровне, то есть, равна $A_{31}N_3$, где A_{31} – *коэффициент спонтанного излучения*. Коэффициенты B_{13} и A_{31} характеризуют вероятности процессов поглощения и спонтанного излучения соответственно.

Казалось бы, теперь мы можем приравнять друг к другу скорости процессов поглощения и спонтанного излучения и найти связь между вероятностями этих процессов. Однако все ли возможные процессы в нашей двухуровневой системе мы учли? Например, не могут ли электроны на верхнем уровне поглощать фотоны с частотой ν_{31} ? Такая мысль на первый взгляд выглядит дикой, но... ведь разрешено все, что не запрещено, не так ли? А кто может запретить такой процесс? Конечно, законы сохранения энергии и импульса. Давайте попробуем записать закон сохранения энергии для такого процесса. Чтобы энергия действительно сохранялась, такое соотношение должно выглядеть следующим образом:

$$E_3 + h\nu_{31} = E_1 + h\nu_{31} + h\nu_{31}. \quad (10)$$

Интересно, не правда ли? Энергия при таком процессе будет сохраняться, если электрон на верхнем уровне поглотит *один* фотон, перейдет на нижний уровень и испустит *два* таких же фотона. Импульс при таком процессе тоже может сохраняться – проверьте, пожалуйста, это сами в качестве маленького упражнения. Итак, такой процесс возможен. Он называется *вынужденным излучением*. Скорость вынужденного излучения будет равна $B_{31}N_3\rho(\nu_{31})$, где B_{31} называют *коэффициентом вынужденного излучения*.

Вот теперь мы можем в соответствии с принципом детального равновесия приравнять скорости электронных переходов снизу вверх и сверху вниз:

$$B_{13}N_1\rho(\nu_{31}) = A_{31}N_3 + B_{31}N_3\rho(\nu_{31}). \quad (11)$$

Полученное соотношение (11) с учетом формул (7), (9) можно преобразовать к виду

$$\rho(\nu_{31}) = \frac{A_{31}}{B_{13} \cdot \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{31}}. \quad (12)$$

Сравнение формул (9) и (12) показывает, что для вероятностей электронных переходов должны выполняться условия:

$$B_{13} = B_{31}, \quad (13)$$

$$A_{31} = B_{31} \cdot \frac{8\pi n^3 h\nu^3}{c^3}. \quad (14)$$

Полученные нами соотношения называются *соотношениями Эйнштейна*, а вся изложенная выше теория – *теорией излучения Эйнштейна*.

Описанная выше ситуация реализуется без какого бы то ни было внешнего излучения следующим образом. Поскольку наша двухуровневая система обладает ненулевой температурой, в соответствии с уравнением (7) всегда есть вероятность переходов электронов с уровня E_1 на уровень E_3 за счет тепловой энергии. Появившиеся на уровне E_3 электроны рано или поздно падают на уровень E_1 , создавая спонтанное излучение фотонов с энергией $h\nu_{31}$. Эти фотоны порождают вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В системе устанавливается равновесие, описываемое уравнением (7). Этому равновесию, а конкретнее, уравнению (7), соответствует штриховая линия 1–1 на рис. 14.

Давайте теперь воздействуем на такую систему внешним излучением с энергией фотонов $h\nu_{31}$. Это вовсе не обязательно должно быть монохроматическое излучение, пусть это будет излучение обычной лампы накаливания со сплошным спектром, лишь бы в нем присутствовали фотоны с указанной выше энергией. Такие фотоны, во-первых, будут поглощаться двухуровневой системой, а во-вторых, создавать в ней вынужденное излучение фотонов с той же энергией. В итоге заселенность уровней E_1 и E_3 электронами изменится. Увеличение числа поглощенных фотонов уменьшит заселенность нижнего уровня. При этом, правда, увеличится и количество переходов электронов с верхнего уровня на нижний, но, хотя вероятности вынужденных переходов вверх и вниз абсолютно одинаковы, переходов с E_1 на E_3 будет больше, поскольку на нижнем уровне находится значительно больше электронов. Иными словами, в результате преобладающим эффектом будет поглощение света, которое мы постоянно наблюдаем в природе. В поле внешнего излучения установится равновесие, уравнение (7) для которого показано на рис. 14 штриховой линией 2–2, соответствующей более высокой, чем для линии 1–1, температуре. Ну конечно, внешнее излучение нагревает нашу систему. Если мы будем увеличивать интенсивность внешнего излучения,

температура системы будет становиться все больше и больше, но уравнение (11) показывает, что она все равно будет иметь конечную величину при любой, сколь угодно большой, интенсивности внешнего излучения. Процессы поглощения всегда будут преобладать над процессами вынужденного излучения.

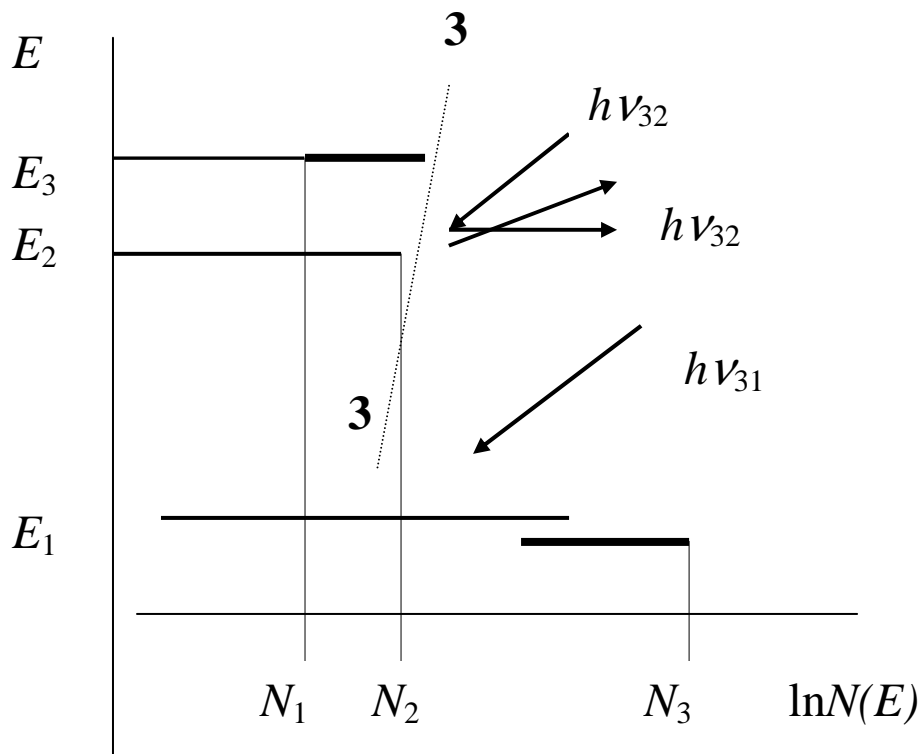


Рис. 15. Схема заселенности электронных состояний в трехуровневой системе

Ситуация, однако, может резко измениться, если в нашей системе будет присутствовать третий электронный уровень с энергией E_2 , большей, чем E_1 , но меньшей, чем E_3 (рис. 15). Если мы будем освещать такую трехуровневую систему только фотонами с энергией $h\nu_{32}$, то основным откликом системы на это воздействие будет поглощение этих фотонов. Если же мы будем освещать систему фотонами с энергией $h\nu_{31}$, то, как рассматривалось выше, мы увидим поглощение этих фотонов. Но при увеличении интенсивности этого освещения (его называют устоявшимся термином *накачка*) заселенность электронами самого верхнего из трех уровней будет возрастать, и в конце концов станет больше, чем заселенность уровня E_2 . Такое явление называют *инверсией заселенности*. Посмотрев внимательно на линию 3–3 (рис. 15) и формулу (7), мы с удивлением обнаружим, что температура системы, состоящей из уровней E_2 и E_3 , стала отри-

цательной, причем эта отрицательная температура больше самой большой положительной (конечно, это не «настоящая» температура; вспомните утверждения, сделанные в начале параграфа). Впрочем, это не самое интересное свойство системы с инверсной заселенностью уровней. Пусть на эту систему будут падать фотоны с энергией $h\nu_{32}$. Поскольку заселенность уровней с энергией E_3 больше, чем уровней с энергией E_2 , процессы вынужденного излучения будут преобладать над процессами поглощения, то есть из такой системы будет вылетать фотонов с энергией $h\nu_{32}$ больше, чем падать на нее. Мы будем наблюдать явление, которое по-английски называется Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (усиление света за счет испускания вынужденного излучения). Значит, мы получим усилитель света, который по первым буквам в английском наименовании явления называется *лазер* (laser). Поскольку в спектре излучения ламп накачки присутствуют не только фотоны с энергией $h\nu_{31}$, но и фотоны с энергией $h\nu_{32}$, лазер будет работать не только как усилитель, но и как генератор оптического излучения, причем это излучение будет монохроматическим.

Если вспомнить, что фотоны являются бозе-частицами, то можно предсказать еще два интересных свойства лазерного излучения. Если фермионы подчиняются принципу Паули и не находятся в количестве больше одного в каждом квантовом состоянии, то бозоны, напротив, ведут себя по принципу «чем нас больше соберется, тем нам будет веселей». Если в системе появляется бозон в каком-то квантовом состоянии, то сразу повышается вероятность появления в системе второго такого же бозона в таком же квантовом состоянии. Появление второго бозона резко повышает появление такого же третьего, и так далее по нарастающей. Процесс развивается очень быстро, поэтому все возникшие бозоны излучаются практически одновременно, то есть лазерное излучение является когерентным (кстати, а можно ли создать, допустим, электронный лазер?). Кроме того, поскольку одним из квантовых состояний фотона является состояние его поляризации, то лазерное излучение поляризовано.