

Рис. 48. Профили поверхностей эпитаксиальных слоев, выращенных на подложках GaAs с различными углами отклонения нормалей подложек (жирные стрелки) от оси четвертого порядка $\langle 100 \rangle$ (углы отклонений преувеличены).

2. ОДНОМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ 1D – КВАНТОВЫЕ НИТИ (КВАНТОВЫЕ ПРОВОЛОКИ)

Структуры с квантовыми нитями (КН) сложны в изготовлении, количество публикаций относительно их оптических свойств мало по сравнению с 2D и 0D системами. Вырастить структуры с КН удается методами МВЕ и VOCVD на вицинальных поверхностях 2D систем (в углах ступеней) или в канавках, протравленных на плоских поверхностях фотолитографическим способом. После выращивания КН могут быть закрыты от внешних воздействий широкозонным кристаллическим слоем. Для одномерной КЯ с квадратным сечением и бесконечно высокими потенциальными барьерами при слабом размерном квантовании, когда потенциал КЯ еще не ограничивает существенно движение электрона или дырки в отдельности, но уже воздействует на их относительное движение, следует рассматривать квантование движения экситона как целого. В этом случае энергия размерного квантования, которая на опыте соответствует величине коротковолнового сдвига экситонных линий, равна

$$E_{cm} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2M} \cdot \frac{n_{cm}^2}{L_{x,y}^2},$$

где $n_{cm} = 1, 2, \dots$ — квантовое число, описывающее движение центра масс экситона, $L_{x,y}$ определяет прямоугольное сечение КН, — сумма масс электрона и дырки. Измерения обычно ограничиваются нижним экситонным состоянием с $n_{cm} = 1$. При сопоставлении измерений и расчетов для толстой КН следует делать поправку на «мертвый» безэкситонный слой на ее поверхности, который обсуждался выше для объемного кристалла. Если толщина КН составляет более несколько десятков нм, то даже с учетом «мертвого» слоя расстояние между уровнями размерного квантования слишком мало, чтобы разрешить эти уровни на фоне их неоднородного уширения, составляющего обычно несколько миллиэлектрон-вольт. Зарегистрировать спектр поглощения КН технически сложно, но его форму можно определить по спектру возбуждения люминесценции. Такой спектр в s - и p -поляризациях (вдоль КН и в плоскости ее сечения) для полоскообразной КН GaAs/Ga_{0.3}Al_{0.7}As с толщиной $L_z = 10$ нм и латеральной шириной $L_y = 70$ нм представлен на рис. 49 (длина нити во много раз превышает L_y). Видно, что переходы с уровней тяжелых и легких дырок $hh1e1$ и $lh1e1$ поляризованы противоположным образом (длина волны детектирования равна 800 нм).

Энергия электрона (дырки) в подзоне с квантовыми числами n_x и n_y для КН с высокими барьерами и с сечением $L_x L_y$ представляется как

$$E_{n_x, y} = \frac{\hbar^2}{2m_{e,h}} \left[k_z^2 + \left(\frac{\pi n_x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi n_y}{L_y} \right)^2 \right],$$

где волновой вектор k_z соответствует инфинитному движению частиц вдоль оси нити. Плотность электронных (дырочных) состояний в КН описывается выражением

$$G_1(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2m_{e,h}}{\hbar^2 E} \right)^{\frac{1}{2}} \theta(E - E_{n_x, y}),$$

где $\theta(E - E_{n_x, y})$ ступенчатая функция, равная 1 при положительном аргументе и 0 при отрицательном. Таким образом, плотность электронных состояний в КН имеет вид равноотстоящих друг от друга пиков с вертикальным краем со стороны низких энергий и затянутых в высокоэнергетическую сторону. Аналогичный вид имеет

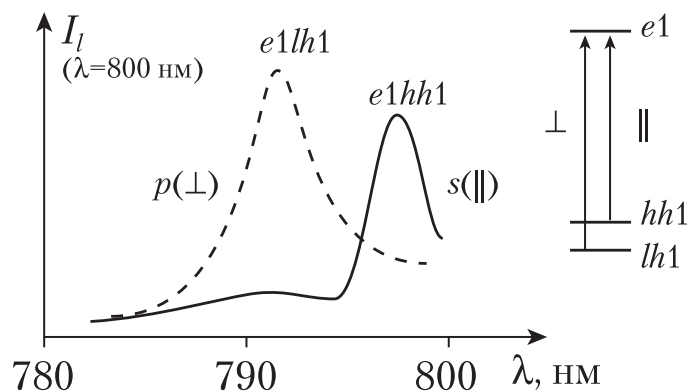


Рис. 49. Поляризованные спектры возбуждения люминесценции при регистрации на длине волны 800 нм в квантовой нити GaAs/GaAlAs с сечением $10 \times 70 \text{ нм}^2$. s- и p- поляризации соответствуют переходам с уровней тяжелой дырки (поляризация вдоль нити) и легкой дырки (поляризация поперек нити).

плотность состояний для электронов и дырок в трехмерном кристалле, помещенном в магнитное поле. Это естественно, так как в обоих случаях мы имеем квазиодномерный тип движения с квантованием энергии электрона в плоскости, перпендикулярной направлению этого движения.

3. НУЛЬМЕРНЫЕ КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ 0D – КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ

Исторически первое наблюдение квантово-размерного эффекта в 0D системах было сделано на нанокристаллах CuCl. Порошок CuCl добавлялся в стеклянный порошок, затем смесь расплавлялась и остывала до затвердевания. После этого проводился отжиг — выдерживание образца при высокой (но ниже точки плавления) температуре. Во время отжига атомы меди и хлора собираются вместе и образуют нанокристаллы, сначала идет их независимый рост, потом конкурентный, при котором малые нанокристаллы поглощаются большими. Таким образом, варьируя температуру и время отжига, можно изменять средний размер нанокристаллов.

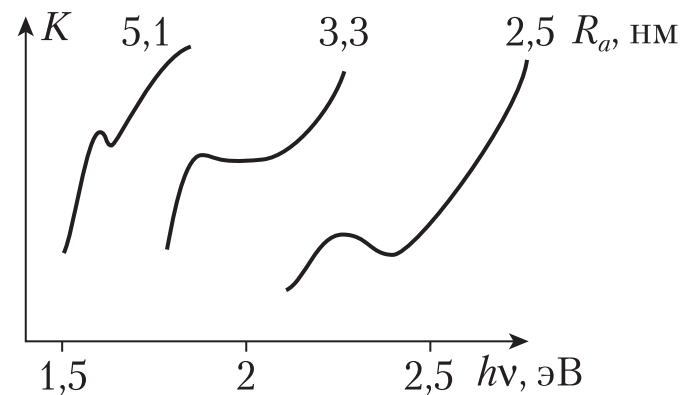


Рис. 50. Спектры поглощения стеклянных матриц, содержащих нанокристаллы CdTe. Образцы имеют различные средние радиусы нанокристаллов R_a .

На рис. 50 представлены спектры поглощения образцов стеклянных матриц, содержащих нанокристаллы CdTe, с различными режимами обработки, и соответственно, разными средними радиусами нанокристаллов R_a . Увеличение времени отжига сдвигает полосу поглощения в длинноволновую сторону вследствие укрупнения нанокристаллов (R_a — радиус нанокристалла, соответствующего максимуму полосы). Этот процесс носит статистический характер, распределение нанокристаллов по размерам подчиняется распределению Лифшица–Слезова, описывающего, в частности, процесс образования капель при конденсации пара.

Наиболее важными для научных исследований и приборных приложений являются нанокристаллы, выращенные методом МПЭ, отличительным свойством которых является самоорганизация — при правильно подобранных веществах (подложка и материал нанокристаллов) и режимах роста образуются упорядоченно расположенные на плоскости нанокристаллы определенной формы. Для получения строго упорядоченных массивов КТ и КН с очень малой размерной дисперсией применяется фотолитография, позволяющая «нарезать» нужным образом тонкий двумерный полупроводниковый слой на квадраты или полосы. Минимальные латеральные размеры таких квантовых точек определяются ограничениями, характерными для волновой оптики, поэтому актуально использование источников света в малой длине волны.

Нанокристалл является квазиульмерной системой, где движение электронов и дырок ограничено во всех направлениях. Выражаются и теоретически исследуются КТ в форме шара, диска, четырехгранной пирамиды, прямоугольного параллелепипеда (в частности, тонкой квадратной или прямоугольной пластинки). Огибающая волновой функции и уровни энергии электрона для квантовой точки (КТ) в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами l_x, l_y, l_z имеют следующий вид:

$$\psi(r) = \psi_{n_x}(x, l_x) \psi_{n_y}(y, l_y) \psi_{n_z}(z, l_z),$$

$$\text{где } \psi(x, l_x) = \sqrt{\frac{2}{l_x}} \cos \frac{n_x x}{l_x} \text{ при нечетном } n_x \text{ и т. д.}$$

$$\text{и } \psi(x, l_x) = \sqrt{\frac{2}{l_x}} \sin \frac{n_x x}{l_x} \text{ при четном } n_x \text{ и т. д.,}$$

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e,h}} \sum_{i=x,y,z} \left(\frac{n_i}{l_i}\right)^2. \quad (52)$$

Плотность состояний для электронов и дырок в КТ представляется в виде дельта-функции:

$$G_0(E) = 2\delta(E - E_{n_x, n_y, n_z}). \quad (53)$$

Положение уровней энергии определяется размерами и, что важно, формой КТ, поскольку она определяет граничные условия для значений волновой функции.

Из приведенных зависимостей следует, что спектры поглощения и излучения одной КТ являются набором узких линий, однако спектр реального образца оказывается существенно иным. Область, участвующая в формировании спектра, особенно если речь идет о поглощении (отражении), обычно содержит много КТ, которые отличаются друг от друга по величине (размерная дисперсия) и, следовательно, по положению электронных уровней энергии. Если концентрация КТ мала, а возбуждающий свет фокусируется настолько остро, что в пятно попадают несколько (или даже одна) КТ, то спектр излучения действительно состоит из очень узких линий, что соответствует (53). В отличие от 3D и 2D систем нижние возбужденные уровни в КТ легко насыщаются, так что по мере роста плотности мощности возбуждения в спектре излучения с корот-

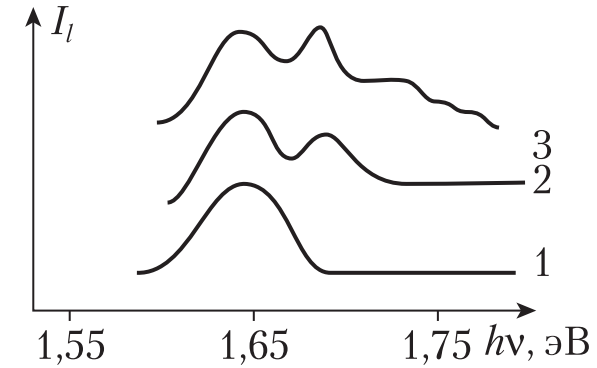


Рис. 51. Спектры люминесценции нанокристаллов InP при уровнях оптического возбуждения 40 (1), 90 (2) и 360 (3) Вт/см².

коволновой стороны от полосы основного перехода появляются все новые полосы (люминесценция КТ InP с $R_a = 12$ нм на рис. 51).

Как говорилось выше, основным методом получения полупроводниковых нанокристаллов является эпитаксия. В том случае, когда постоянная решетки подложки больше (меньше), чем постоянная решетки растущего на ней слоя, последний оказывается в растянутом (сжатом) состоянии. Если верхний двумерный слой очень тонкий, он оказывается упруго деформированным, но при его утолщении напряжения релаксируют, слой разрывается, материал собирается в «капли». Из капель в процессе кристаллизации и образуется самоорганизованная система КТ, при этом на поверхности подложки обычно остается тонкий двумерный слой (смачивающий слой — wetting layer) — это режим роста Странского-Крастанова. В системе InGaAs/GaAs нанокристаллы InGaAs являются четырехгранными пирамидами с квадратным основанием [высота 1–2 нм, ребро основания около 5 нм], причем с точностью до нескольких процентов выдерживаются расстояния между пирамидами и параллельная ориентация их оснований. КТ выращивают также на определенных участках вицинальных поверхностей, используя неоднородное распределение потенциала, в частности, его скачок на краю ступени. Важным типом структур для полупроводниковых лазеров являются многослойные массивы изолированных или туннельно связанных КТ. Существенным моментом является то, что если «этажи» КТ разделены достаточно тонкими слоями широко-

зонного вещества, КТ растут друг над другом, так что кроме плоскостного имеет место их вертикальное упорядочение.

Оптические методы диагностики, особенно люминесценция, являются очень тонким и информативным способом исследования низкоразмерных полупроводниковых структур. Это относится как к определению геометрических параметров и элементного состава структур, в том числе их неоднородности, так и к процессам релаксации электронного возбуждения. В частности, можно определить степень изолированности отдельных элементов структуры друг от друга (прозрачность потенциальных барьеров между КЯ, связанность массивов КТ в слое и между слоями и т. д.). Изменение средних размеров КТ, их размерной дисперсии, толщины смачивающего слоя, качества интерфейсов и других свойств структур четко коррелирует с изменением их спектров люминесценции, спектров возбуждения люминесценции, спектров отражения. Это позволяет вырабатывать оптимальные технологические условия для выращивания наноструктур. К таким условиям, в первую очередь, относятся парциальные давления химических компонентов, температура, скорость роста, время прерывания роста на определенных стадиях формирования структуры (обычно, на стадии формирования интерфейса). Отметим, что сами факты получения двумерных нанослоев и квазиуменьшенных нанокристаллов были установлены оптическими методами (наблюдение квантово-размерных энергетических сдвигов, установление изменений в энергетической зависимости плотности электронных состояний и т. д.). Методики оптической спектроскопии развиваются параллельно с методиками просвечивающей электронной микроскопии, атомной силовой и туннельной микроскопии.

Часть III. ЭЛЕМЕНТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

ОБЪЕМНЫЕ полупроводниковые кристаллы и низкоразмерные гетероструктуры являются элементной базой для электронных и оптоэлектронных устройств разнообразного назначения. Подробно эта тема рассматривается в специальном курсе «Полупроводниковые приборы», нашей задачей является краткое рассмотрение основных типов устройств для полупроводниковой оптоэлектроники.

1. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Лазеры, рабочим веществом которых являются газы или диэлектрические кристаллы, содержащие оптически активные примеси (редкоземельные ионы), имеют большие размеры и не могут использоваться в миниатюрных устройствах, предназначенных для считывания информации и ряда других целей. Причиной является низкая концентрация атомов в газе и ионов активатора в кристалле — высокая концентрация вызывает ряд нежелательных эффектов, таких как столкновения атомов друг с другом и со стенками, миграции возбуждения по ионам активатора и т. д. Эти эффекты способствуют безызлучательной релаксации возбуждения электронной системы и затрудняют достижение условий, при которых возникает стимулированное излучение, т. е. повышают

порог генерации. В полупроводниковых структурах, особенно низкоразмерных, удается достичь концентраций излучающих элементов (электронно-дырочных пар) на много порядков больших и создать лазеры с длиной резонатора в несколько десятых долей миллиметра.

Создать высокую концентрацию электронов и дырок можно с помощью возбуждения полупроводника светом или электронным пучком, но технически наиболее важной является инжекция электронов или дырок внешним электрическим полем. Излучательная рекомбинация инжектированных носителей называется электролюминесценцией. Эффективным методом является инжекция неосновных носителей через $p-n$ переход при приложении напряжения в прямом направлении, приводящем к снижению энергетичес-

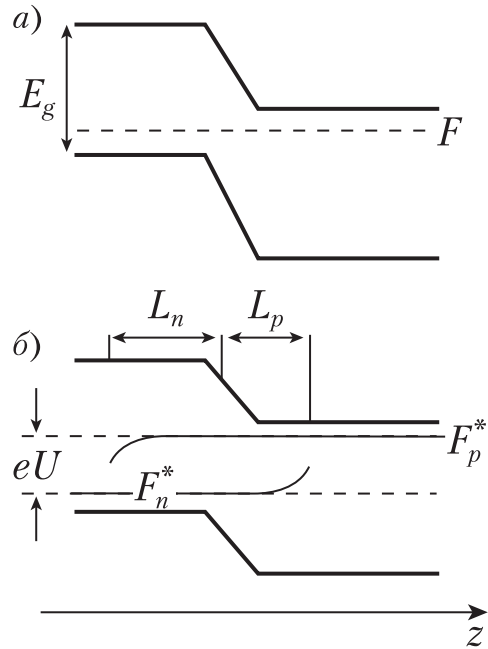


Рис. 52. $p-n$ переход при отсутствии напряжения (а) и при напряжении U в прямом направлении (б). F —уровень Ферми, F_n^* и F_p^* — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, L_n и L_p —диффузионные длины электронов и дырок. Здесь и далее z является пространственной координатой.

ких барьеров (рис. 52). В этом случае барьеры понижаются дырки впрыскиваются в n -область с высокой концентрацией электронов, а электроны — в p -область с высокой концентрацией дырок. По мере удаления от барьера концентрация носителей падает. Глубина, на которую проникают носители, определяется диффузионными длинами электронов в материале n -типа и дырок в материале p -типа (уменьшение концентрации в n раз). Как правило, диффузионная длина электронов L_n существенно превышает диффузионную длину дырок L_p . При сильном прямом смещении энергетический барьер можно почти убрать и добиться выравнивания концентраций основных и неосновных носителей, однако получить инверсную заселенность удастся только в том случае, когда по крайней мере одна из областей является вырожденным полупроводником.

Параметры полупроводниковых лазеров существенно улучшаются, если использовать гетеропереход — эпитаксиальную структуру, состоящую из двух кристаллов с различным химическим составом и, следовательно, с различными ширинами запрещенной зоны $E_g^{(1)}$ и $E_g^{(2)}$. В случае использования гетеропереходов возникают проблемы, связанные с несовпадением постоянных решетки двух кристаллов a_{01} и a_{02} , поэтому при подборе «пары» с требуемым значением $E_g^{(1)} - E_g^{(2)}$ необходимо обеспечить приемлемую величину $(a_{01} - a_{02}) / (a_{01} + a_{02})$. Практически можно использовать пары **GaAs/GaAlAs, GaP/GaAlP, а также комбинации с четырехкомпонентными твердыми растворами.** Вследствие различия значений E_g справа и слева от гетероперехода появляются разрывы в зонах (E_v и E_c на рис. 53). По сравнению с обычным $p-n$ переходом гетеропереход имеет ряд новых свойств:

- инжекция идет преимущественно из широкозонной области в узкозонную, так как инжекции в противоположном направлении препятствует более высокий барьер (рис. 54).
- в гетеропереходе при достаточно сильном прямом смещении можно добиться изменения знака барьера для одного из носителей, на рис. 55 видно, что справа от гетероперехода электронный уровень Ферми находится в зоне проводимости, так что концентрация электронов в этой области превышает их концентрацию в эмиттере. Благодаря сверхинжекции можно добиться инверсии заселенности и получить стимулированное излучение в невырожденных полупроводниках.

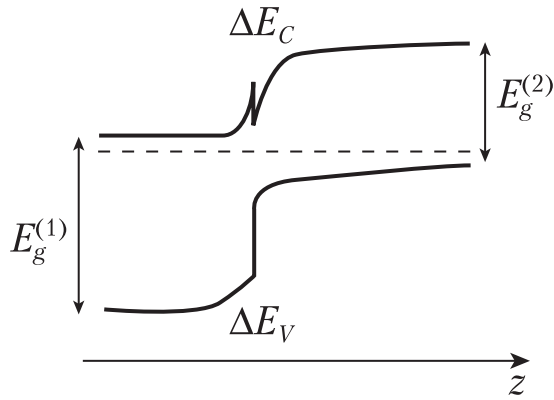


Рис. 53. p - n переход в гетероструктуре с разрывами зон ΔE_C и ΔE_V .

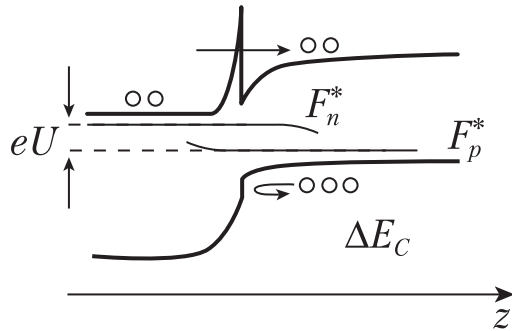


Рис. 54. Односторонняя инжекция электронов через p - n переход в гетероструктуре при приложении внешнего напряжения U в прямом направлении.

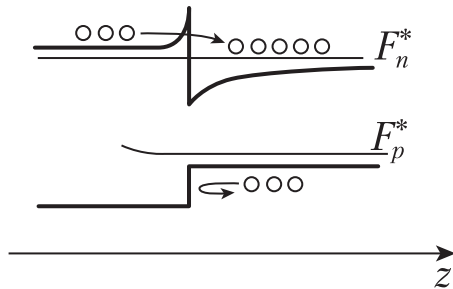


Рис. 55. Сверхинжекция электронов через p - n переход в гетероструктуре (квазиуровень Ферми F_p^* попадает в зону проводимости – вырождение).

— через широкозонную область генерируемое излучение выводится с малыми потерями.

— вследствие различия показателей преломления справа и слева от двойного гетероперехода (см. далее) можно использовать полное внутреннее отражение и использовать узкозонный слой с меньшим n_0 , заключенный между широкозонными слоями, как волновод.

Для достижения усиления (отрицательного поглощения) надо добиться того, чтобы расстояние между квазиуровнями Ферми F_n' и F_p' для электронов и дырок превысило ширину запрещенной зоны, обычно это достигается при вырождении для электронов и дырок одновременно. Вероятность поглощения фотона при полностью заполненной валентной зоне и пустой зоне проводимости равна $K_v^0 v_0$ — произведению показателя поглощения на групповую скорость световых квантов. Если вероятность заселенности дырочных и электронных состояний f_n и f_p , то вероятность поглощения фотона дается выражением

$$K_v^0 v_0 (1 - f_n)(1 - f_p),$$

а вероятность испускания фотона равна

$$K_v^0 v_0 f_n f_p.$$

Суммарный показатель поглощения $K_v = K_v^0 v_0 (1 - f_n - f_p)$.

Отсюда, учитывая зависимость заселенностей зон от температуры и квазиуровней Ферми, а также зависимость показателя поглощения от частоты для прямого разрешенного перехода, получим

$$K_v = C(\hbar\nu - E_g) \left[\exp\left(\frac{\hbar\nu - (F_n' - F_p')}{k_B T}\right) \right] f_n f_p.$$

При сильной накачке (инжекции) появляется область энергий фотонов большая, чем E_g , но меньшая чем расстояние между квазиуровнями Ферми, в которой происходит усиление света. С ростом накачки область усиления света расширяется, и максимум отрицательного поглощения смещается в сторону высоких энергий. Спектральные зависимости K_v приведены на рис. 56. Оценки показывают, что если расстояние между квазиуровнями Ферми превышает E_g на 10 мэВ, показатель усиления достигает величины 10^3 см^{-1} .

Самым простым (но не самым важным практически) является возбуждение полупроводника электронным пучком или светом.

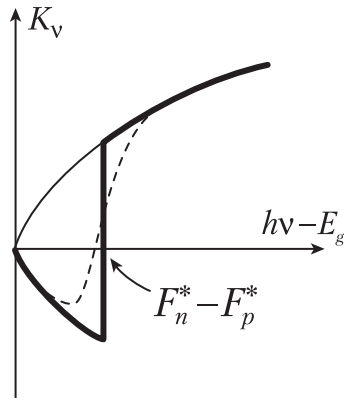


Рис. 56. Коэффициент поглощения (усиления) в невозбужденном кристалле и в случае инверсии заселенностей при нулевой (жирная сплошная линия) и повышенной (штриховая линия) температурах.

Этот метод применим к однородным кристаллам с любым значением E_g , для него не существует проблемы контактов, поэтому первые наблюдения стимулированного излучения в различных полупроводниках были сделаны в экспериментах такого рода (продольная или поперечная накачка). Как говорилось выше, практически наиболее важным является получение стимулированной электролюминесценции, которая возникает при инжекции носителей в полупроводниковые структуры типа $p-n$ перехода или более сложные. По этой причине далее мы рассмотрим системы, на основе которых конструируются инжекционные полупроводниковые лазеры.

При использовании простого $p-n$ перехода инжектированные носители диффундируют в направлении перпендикулярном плоскости $p-n$ перехода на большое расстояние. Для ограничения этого процесса используют двойную гетероструктуру (например, $n\text{-GaAlAs}/p\text{-GaAs}/p^+\text{GaAlAs}$). В этом случае электроны запираются в узкозонном слое (электронное ограничение), а дырки останавливаются барьером в валентной зоне (рис. 57), таким образом для носителей обоого типа достигается вырождение в слое -GaAs . Узкозонный слой является одновременно и световым волноводом, так что области оптического и электронного ограничения в такой структуре совпадают. Толщина активного слоя лазера на двойной гетероструктуре обычно составляет десятые доли микрометра, по-

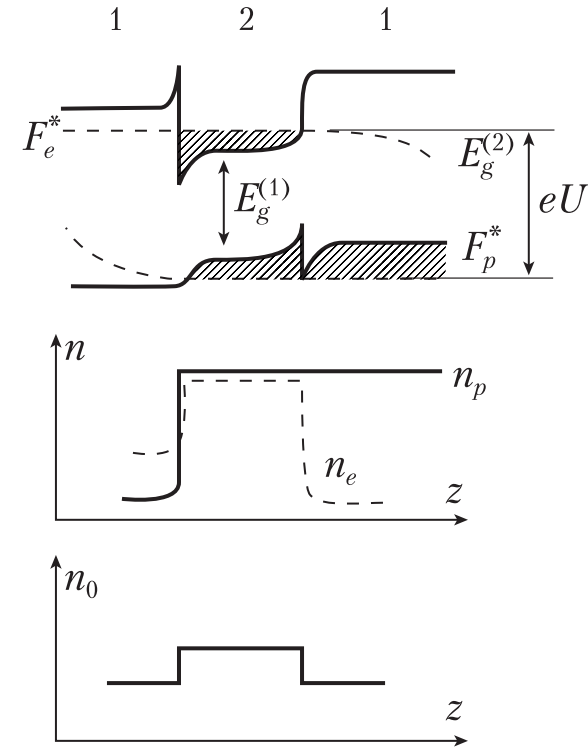


Рис. 57. Инжекция носителей в узкозонный слой (2) двойной гетероструктуры и область электронного n_e и оптического n_0 ограничений.

роговый ток при комнатной температуре равен единицам kA/cm^2 . Уменьшить пороговый ток можно, придав активной области форму полоски, что к тому же способствует селекции оптических мод лазера — уменьшение ширины полоски уменьшает число мод. Размеры активной области обычно таковы, что ток составляет сотни миллиампер, при этом достигается мощность в сотни милливатт при плотности снимаемой мощности в единицы $\text{МВт}/\text{cm}^2$. Роль зеркал в полупроводниковых микрорезонаторах выполняют сколы. Пассивация поверхности на сколах и нанесение дополнительных покрытий позволяет на порядок увеличить плотность выходной мощности — до десятков $\text{МВт}/\text{cm}^2$. Методами интегральной оптики создаются лазерные линейки — системы параллельных полоско-

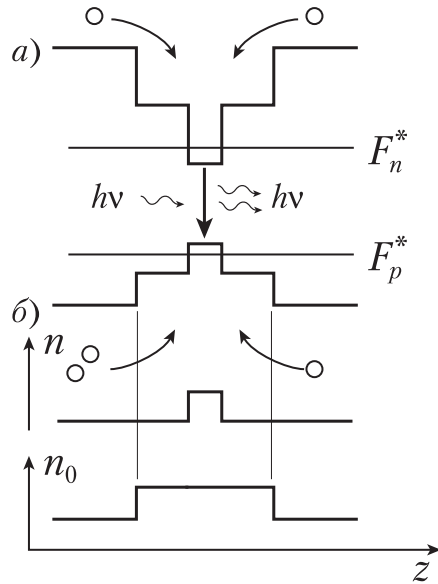


Рис. 58. Гетероструктура со встроенной узкой квантовой ямой (при инжекции носителей усиление света достигается в интервале энергий между квазиуровнями Ферми) — а; области электронного n_e , n_p и оптического n_0 ограничений — б.

вых лазеров, часто полученных из единого эпитаксиального слоя, который разделяется на полосы методом фотолитографии.

В более сложной структуре, содержащей узкую КЯ из $GaInAs$, встроенную в слой $GaAs$, можно получить **раздельные оптическое и электронное ограничения** (рис. 58).

Характеристики лазеров на КЯ и КТ ухудшаются с ростом температуры медленнее, чем в $p-n$ переходе объемного полупроводника. Это связано с изменением плотности состояний электронов и дырок и особенно ярко проявляется при использовании в качестве рабочего вещества массивов КТ с дельтаобразной плотностью состояний. Пороговый ток $I_{tr}(t) = I_{tr}(0)e$, где T_0 определяется размерностью системы и для КТ является очень большой величиной.

Важным типом полупроводниковых лазеров являются **поверхностно-излучающие лазеры** (излучение распространяется перпендикулярно поверхности структуры вдоль направления приложения разности потенциалов (направления инжекции)). В таких

лазерах используются системы КЯ, КН или КТ. В лазерах на КТ для увеличения массы рабочего вещества в качестве активной области используют многослойные вертикально связанные массивы КТ. Зеркалами резонатора в поверхностно-излучающих лазерах являются аналоги интерференционных фильтров — так называемые **распределенные брегговские отражатели** — два типа чередующихся кристаллических слоев с различными показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами l_1 и l_2 , удовлетворяющими условию $n_1 l_1 = n_2 l_2 = \lambda/4$, при этом число слоев выбирается так, чтобы нижнее зеркало обеспечивало 100% отражение на частоте генерации. Упрощенная конструкция поверхностно-излучающего лазера на КТ приведена на рис. 59.

В ранее рассмотренных полупроводниковых лазерах фотоны рождаются при оптических переходах с электронных уровней на дырочные (аналог межзонных переходов в трехмерном кристалле). В КЯ, КН и КТ возможны переходы между уровнями размерного квантования, происшедшими из одной зоны (межподзонные переходы). В таком случае для достижения лазерного эффекта необходимо создать инверсную заселенность между подзонами, что связано с определенными трудностями, так как между подуровнями размерного квантования электрона релаксация происходит очень быстро, в течение нескольких пикосекунд. Реализовать инверсную заселенность удастся в структуре, содержащей несколько КЯ, разделенных тонкими (прозрачными) барьерами (каскадный лазер на

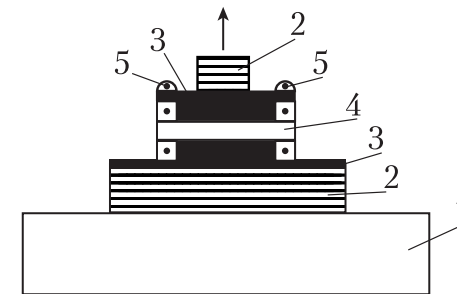


Рис. 59. Упрощенная схема лазера на квантовых точках (КТ) $InAs$. 1 — подложка $GaAs$, 2 — брегговские резонаторы (зеркала), 3 — слои легированного $GaAs$ (p -тип), 4 — активная область с массивами КТ $InAs$, 5 — контакты. Точками показаны высокоомные слои $GaAs$.

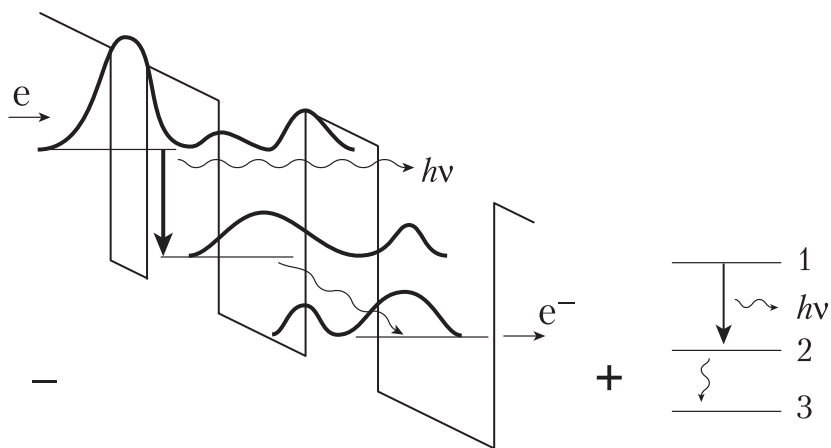


Рис. 60. Схема каскадного лазера на трех квантовых ямах с прозрачными барьерами (трехуровневая схема). Жирными линиями показаны области локализации волновых функций.

связанных КЯ). На основе трех связанных КЯ можно создать типичную для лазера трехуровневую схему, представленную на рис. 60, где показаны также амплитуды волновых функций электронов для этих уровней. Общая трехуровневая система образуется вследствие того, что благодаря прозрачности барьеров волновые функции электронов распространяются в соседние КЯ. Ширина КЯ и высота барьеров подбираются так, чтобы уровни 1, 2 и 3 были наименьшими для «своих» КЯ, в этом случае релаксация энергии возможна лишь при переходе электрона на более низкий уровень соседней КЯ. Электроны, инжектированные извне на уровень 1, переходят на пустой уровень 2 с рождением фотонов, после чего электрон переходит с уровня 2 на уровень 3 соседней КЯ, и таким образом поддерживается инверсная заселенность уровней 1 и 2. В отличие от трехуровневой схемы газового лазера или лазера, работающего на примесных атомах в кристаллах, где расположение уровней энергии в атоме рабочего вещества строго задано, в каскадном лазере можно плавно менять энергетические расстояния между уровнями и получать генерацию в широкой области ИК диапазона — от нескольких микрометров до сотен микрометров.

2. СВЕТОДИОДЫ

Светодиоды являются полупроводниковыми устройствами, дающими некогерентное излучение, возникающее при инжекции неосновных носителей через обычный или гетеро $p-n$ переход (электролюминесценция). В зависимости от задачи требуется получать излучение в различных спектральных областях от ИК до до УФ. Поскольку энергия излучаемых квантов света близка к величине запрещенной зоны, соответствующим образом подбираются материалы — от узкозонных, например, **InSb, InAs до широкозонных** нитридов галлия и алюминия. Для желто-зеленой области часто используется **GaP с различными примесями групп II или VI**. Прогресс в этой области таков, что за 20 лет удалось увеличить выход излучения с единиц до нескольких десятков люмен/Вт, при этом произошел переход от объемных кристаллов к гетероструктурам, таким как **GaAs/GaAlAs, GaAlInP/GaP и др.** **Эффективные фиолетовые, синие и зеленые светодиоды** получают на основе нитридов алюминия, индия и галлия и их твердых растворов. Поскольку излучение светодиода в отличие от лазера не является направленным, необходимо обеспечить максимальный выход излучения из кристалла в окружающую среду, т. е. из оптически более плотной среды в менее плотную. Если не принять специальных мер, то из кристалла выходит менее 2% излучения. Для минимизации полного внутреннего отражения полупроводниковая структура монтируется на плоской подставке, которая «накрывается» полусферой, сферой Вейерштрасса или эллипсоидом из прозрачного материала. Это позволяет вывести из структуры до трети света. К настоящему времени наибольшей эффективности удалось добиться для хорошо отработанного технологически **GaAs, эти светодиоды излучают в области, соответствующей широко распространенным приемникам (детекторам) излучения — кремниевым фотодиодам.** Рабочая частота светодиодов растет с увеличением концентрации дырок в p -области и доходит до 100 мегагерц. Серьезной проблемой для светодиодов (как и для полупроводниковых лазеров) является деградация их свойств. Для светодиодов на основе кристаллов группы III–V достигнуты сроки работы в сотни тысяч часов. Что касается другой перспективной группы кристаллов II–VI, то здесь пока еще существуют проблемы, связанные с легированием и быстрой деградацией структур.

3. ФОТОДЕТЕКТОРЫ

Фотоприемники (фотодетекторы) преобразуют оптический сигнал в электрический — регистрируются ЭДС при высокоомной нагрузке и ток при низкоомной нагрузке. Основными характеристиками фотоприемников являются: чувствительность (интегральная и в определенной спектральной области), уровень шумов, темновой ток, линейность характеристик, инерционность. Фотоприемники могут быть тепловыми (болометры, термоэлектрические детекторы) и фотонными, последние работают на внешнем (ФЭУ) или внутреннем (фотоспротивления, фотодиоды) фотоэффекте. Тепловые приемники не обладают избирательностью по отношению к длине волны электромагнитного излучения (т. е. имеют постоянную спектральную чувствительность), их можно применять в области энергий фотонов, не превышающих $k_B T$, так что при сильном охлаждении можно прийти до далекой ИК области.

Применение фоторезисторов основано на изменении сопротивления полупроводникового кристалла при фотогенерации свободных электронов и дырок, для достижения которой могут использоваться как оптическое возбуждение типа зона-зона, так и оптические переходы с участием примесей. Для видимой и ближней ИК областей часто используются **CdS, CdSe, Si**, для длин волн порядка нескольких микрон — **PbS и PbSe**, для более далекой ИК области — **твердые растворы теллуридов свинца и олова, теллуридов кадмия и ртути с преобладанием ртути, а также германий с примесями (Au, Cu, Hg)**.

Свойства фотоспротивлений рассматриваются в спецкурсе по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках, мы же остановимся на фотодиодах, принцип действия которых основан на пространственном разделении электронов и дырок, генерируемых светом в области $p-n$ перехода. Этот процесс схематически показан на рис. 61, где также приведены вольт-амперные характеристики освещенного и неосвещенного $p-n$ перехода, нагруженного на сопротивление R . Недостатком обычного кристалла с $p-n$ переходом является то, что электрический сигнал формируется с участием лишь тех носителей заряда, которые рождаются вблизи перехода, т. е. на расстояниях от него, не превышающих соответствующих диффузионных длин. Генерировать фотоносители в области обычного $p-n$ перехода сложно вследствие большой величины коэффициен-

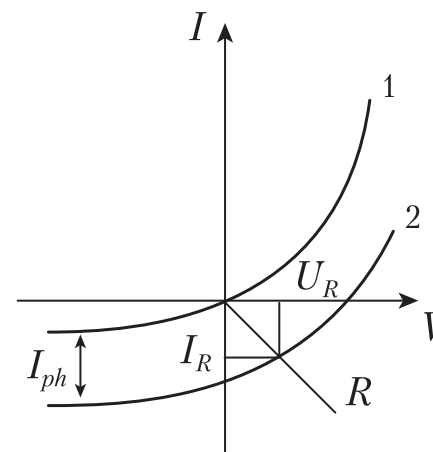


Рис. 61. Вольт-амперные характеристики $p-n$ перехода в темноте (1) и при освещении (2); R — нагрузочное сопротивление, I_{ph} — фототок.

та поглощения около порога переходов зона-зона. Для устранения этого недостатка можно использовать гетероструктуры типа **GaAs/GaAlAs** или **InGaAs/GaAs с освещением со стороны широкозонного слоя (широкозонное окно)**. Фотодиоды, основанные на двумерных квантовых структурах, в настоящее время приобретают все большее значение благодаря их высокой чувствительности, низкому уровню шумов, быстродействию, а также возможности формировать на их основе устройства с требуемыми спектральными характеристиками.

В качестве фотоприемника можно использовать барьер Шоттки, возникающий на границе металл-полупроводник вследствие обеднения приконтактной области полупроводника. У такого фотоприемника с тонким металлическим слоем существуют две области спектральной чувствительности: одна связана с возбуждением электрона из металла в зону проводимости полупроводника, вторая — с генерацией электронно-дырочной пары при межзонном оптическом переходе в полупроводнике.

Важным типом фотоприемников являются $p-i-n$ структуры, состоящие из низкоомной подложки n -типа, нелегированной (или слабо легированной) области и тонкого слоя p -типа. Поскольку центральная область легирована слабо, слой объемного заряда ши-

рок, а если к структуре приложить обратное смещение от внешнего источника напряжения, то этот слой расширится на всю i -область. Носители, которые генерируются преимущественно в i -области, увлекаются полем F в противоположных направлениях, как показано на рис. 62. В такой ситуации полный ток, протекающий через $p-i-n$ структуру, является суммой дрейфового и диффузионного токов (дрейфовая скорость на порядки больше диффузионной скорости).

Существуют полупроводниковые системы, в которых происходит размножение носителей — лавинные диоды. Принцип их действия основан на приложении к $p-n$ переходу сильного, близкого к

пробойному обратного смещения. В этом случае носители заряда приобретают большую кинетическую энергию, которая затрачивается на рождение еще одной электронно-дырочной пары, и таким образом развивается лавина носителей заряда.

За последнее время достигнут большой прогресс в производстве приемников оптического изображения на основе структур типа МОП (металл-окисел-полупроводник) и МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) — это новых класс приборов с зарядовой связью (ПЗС). Из таких элементов формируются линейки или двумерные ПЗС-матрицы, позволяющие накапливать сигнал и имеющие разрешение в несколько десятков линий на миллиметр.

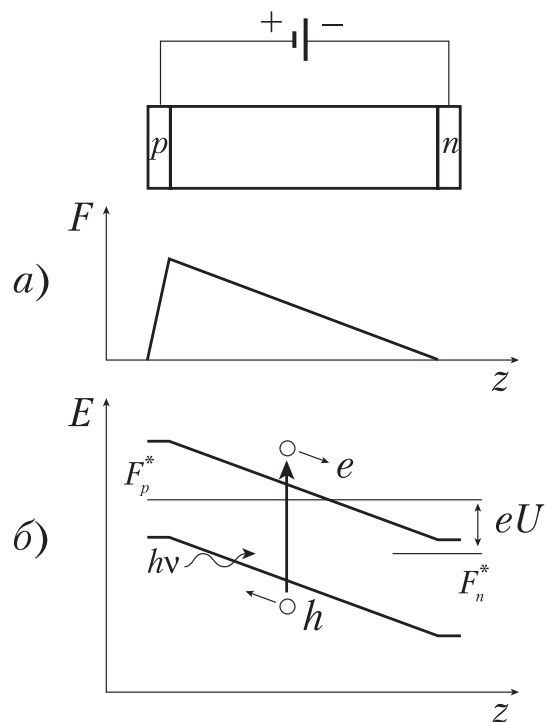


Рис. 62. $p-i-n$ структура, к которой приложено напряжение U ; а — распределение электрического поля, б — энергетическая схема с разделением зарядов, образовавшихся при поглощении фотона (F_n^* и F_p^* — квазиуровни Ферми для электронов и дырок).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бассани, Дж. Пастори-Парравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. Москва, изд. Наука, 1982.
2. П. Ю, М. Кардона. Основы физики полупроводников, Москва 1999.
3. С. F. Klingshirn. Semiconductor Optics. Springer, 2007.
4. В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников, С.-Петербург, изд. СПбГУ, 2003.
5. В.А. Демиховский, Г.А. Вульгальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур, Москва, изд. Логос, 2000.
6. С. Weisbuch, В. Vinter. Quantum Semiconductor Structures, Acad. Press Inc., 1991.
7. D. Bimberg, M. Grundmann, N. Ledentzov. Quantum Dots. Springer, 1999.
8. Оптические явления в полупроводниковых квантово-размерных структурах, под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьева, С.-Петербург, изд. СПбГУ, 2000.
9. J.H. Davies. The Physics of Low-Dimensional Semiconductors, Cambridge Univ. Press, 2005.
10. А.Н. Пихтин. Оптическая и квантовая электроника. Москва, изд. Высшая школа, 2001.
11. Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома. Твердотельная электроника. Москва, изд. Высшая школа, 1986.
12. Д. И. Блохинцев. Основы квантовой механики. Москва, изд. Наука, 1974.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Часть I. Объемные полупроводниковые кристаллы	4
1. Сведения о зонной структуре важнейших полупроводниковых кристаллов	4
1.1. Кристаллы с непрямым межзонным переходом	5
1.2. Кристаллы с прямым межзонным переходом	7
2. Экситонные возбуждения в кристаллах — общие представления	12
3. Экситон большого радиуса в полупроводниковом кристалле (экситон Ванье–Мотта)	14
3.1. Модель экситона большого радиуса	14
3.2. Параметры экситонов большого радиуса	16
3.3. Эффективная диэлектрическая проницаемость	17
3.4. Уровни энергии и спектр поглощения экситона	19
4. Спектры поглощения экситона в полупроводниковых кристаллах	20
4.1. Кубические кристаллы	20
4.2. Анизотропные кристаллы	23
5. Межзонные оптические переходы без учета экситонного эффекта	25
5.1. Матричный элемент перехода зона-зона и коэффициент поглощения	25

5.2. Прямой разрешенный переход	27
5.3. Прямой запрещенный переход	28
5.4. Непрямой переход	28
6. Межзонные оптические переходы с учетом экситонного эффекта (оптическое возбуждение экситонов)	31
6.1. Экситонный спектр кристаллов с прямым разрешенным межзонным переходом	31
6.2. Экситонный спектр кристаллов с прямым запрещенным межзонным переходом	32
6.3. Экситонный спектр кристаллов с непрямым разрешенным переходом.....	33
7. Экситонные переходы высокой мультипольности	35
8. Экситоны во внешних полях	36
8.1. Экситон в магнитном поле	36
8.2. Экситон в электрическом поле.....	42
9. Экранирование экситонов.....	45
10. Температурные свойства экситонных состояний	49
11. Экситон-фононное взаимодействие и его спектральное проявление	50
12. Горячая люминесценция экситонов.....	56
13. Экситонный поляритон	59
13.1. Экситонный поляритон без учета пространственной дисперсии	59
13.2. Пространственная дисперсия и ее влияние на поляритон	63
14. Связывание экситонов на примесях.....	69
14.1. Типы экситонно-примесных комплексов и их параметры	69
14.2. Магнитооптика экситонно-примесных комплексов .	76
15. Свойства экситонов в приповерхностном слое кристалла .	78
16. Эффекты сильного оптического возбуждения	82
16.1. Электронно-дырочная жидкость (капли)	83
16.2. Биэкситоны	86
17. Кристаллические твердые растворы	87
17.1. Общие сведения.....	87
17.2. Приближение виртуального кристалла	88
17.3. Реальные твердые растворы и их исследование оптическими методами	89

Часть II. Полупроводниковые системы с пониженной размерностью	96
1. Двумерные системы 2D-системы с квантовыми ямами и сверхрешетки	97
1.1. Электронные волновые функции, плотность состояний и энергетические уровни 2D-системы.....	97
1.2. Экситонные состояния в двумерных квантовых ямах.....	104
1.3. Интерфейсы в 2D-системах	105
2. Одномерные системы 1D — квантовые нити (квантовые проволоки)	108
3. Нульмерные квантовые системы 0D — квантовые точки...	110
Часть III. Элементы полупроводниковой оптоэлектроники	115
1. Полупроводниковые лазеры.....	115
2. Светодиоды	125
3. Фотодетекторы	126
Литература	130