

# Анализ поглощения и усиления в униполярной полупроводниковой структуре с квантовыми точками

П.Г.Елисеев

*Рассмотрены разрешенные внутризонные оптические переходы в квантовой точке в целях применения их в квантово-размерных ИК фотодетекторах и униполярных полупроводниковых лазерах. Использован подход гармонического осциллятора для атомоподобной квантовой точки. Получена формула для сечения поглощения, не зависящего от длины волны и размеров квантовой точки. Сделаны оценки оптического поглощения и усиления.*

**Ключевые слова:** внутризонные оптические переходы, униполярная полупроводниковая структура, квантовые точки.

## Введение

Униполярные оптические переходы (переходы носителя определенного знака между субзонами в квантово-размерной структуре) успешно используются в полупроводниковых оптоэлектронных приборах: в квантово-каскадных лазерах (QCL) [1] и квантово-размерных ИК фотодетекторах (QWIP) [2, 3]. Наряду со структурами с двумерным электронным газом в этих же целях могут использоваться более новые структуры с так называемыми квантовыми точками, которые дают определенные преимущества [4–6]. Квантовые точки (ячейки) характеризуются дискретным энергетическим спектром, и правила отбора для оптических переходов могут модифицироваться в зависимости от профиля потенциала, обеспечивающего трехмерную локализацию электрона.

Структуры с квантовыми точками представляют собой интересную новую среду с искусственными атомоподобными объектами («квазиатомами»). В отличие от настоящих атомов в квантовой точке профиль потенциальной энергии может быть оптимизирован под конкретную техническую задачу. Это в первую очередь касается выбора спектрального диапазона.

Кроме того, профилирование потенциальной энергии, включая геометрию точки, дает принципиальную возможность оптимизировать правила отбора так, чтобы получить, например, желательную анизотропию или изотропию оптического взаимодействия. Например, в лазере все излучение вне единственной моды является изотропным и фактически потерянными, поэтому изотропия излучательных процессов нежелательна.

В настоящих атомах существенная анизотропия вносится стимулированным процессом, однако спонтанное излучение остается изотропным. Ориентированные анизотропные квантовые точки, как излучающие компонен-

ты лазерной среды, выгодно отличались бы от настоящих атомов.

Что касается практической реализации структур с квантовыми точками, то современная нанотехнология располагает разными вариантами эпитаксиальной кристаллизации и фотолитографии для осуществления трехмерного удержания носителей в пределах квантово-размерного объекта (характерный радиус такого объекта составляет 5–50 нм). Прямой литографический метод позволяет получить «квантовые диски» с боковым (наибольшим) размером около 20–30 нм. Заметные практические успехи были достигнуты благодаря использованию техники «самоорганизованного» роста квантовых точек при эпитаксии сильно рассогласованных материалов. Например, при наращивании небольшого количества InAs на GaAs большая часть эпитаксиального InAs сосредоточена в островках с вертикальными размерами в несколько нанометров и боковыми размерами 20–100 нм. Подобные объекты можно отнести также к квантовым дискам или «квантовым пирамидам» (ввиду некоторой кристаллографичности их границ).

Таким образом, квантовые ямы с трехмерным удержанием носителей – это вполне реальные объекты в экспериментальной физике. По-видимому, лазеры на межзонных (биполярных) переходах с квантовыми точками в качестве активной среды вскоре станут реальными приборами. Интересно, что в таких структурах было зарегистрировано ИК излучение, которое можно считать результатом униполярных переходов в квантовых точках [7].

В настоящей работе рассматривается вопрос о коэффициентах поглощения или усиления в структурах на квантовых точках. Эти величины играют важнейшую роль при проектировании реальных униполярных приборных структур, но, в сущности, не обсуждены в литературе. В работе получено выражение для сечения поглощения, не зависящего от длины волны. Мы ограничились здесь наиболее простой моделью квантовой точки – моделью гармонического осциллятора, поэтому полученные нами точные результаты только с некоторым приближением могут быть использованы для структур иного профиля. Мы полагаем, что наши качественные результаты имеют достаточно общее значение.

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53 (адрес в настоящее время: Университет Нью-Мексико, Альбукерке, Нью-Мексико; эл. почта: eliseev@chtm.unm.edu)

## 1. Модель атомоподобной квантовой точки

Силы, действующие на электрон или дырку в области химического градиента, иногда называют «квазиэлектрическими». В зонном приближении градиент химического состава создает наклон и искривление краев зон, причем эти изменения могут аддитивно накладываться на те изменения, которые вносят настоящие электрические поля. Таким образом, за счет вариации состава создаются потенциальные ямы и барьеры, ограничивающие движение носителей.

Чтобы получить атомоподобный объект, требуется создать трехмерную потенциальную яму путем сгущения того химического компонента, который обеспечивает более узкую запрещенную зону. Если смешаны компоненты, образующие гетеропереход 1-го рода, то яма одновременно получается для носителей обоих типов. Если же компоненты образуют гетеропереход 2-го рода, яма получается для носителей одного типа. В первом случае квантовая точка может захватить носители разных знаков и сохранить нейтральность (что эквивалентно захвату экситона). Во втором случае легко осуществить захват носителя одного знака, тогда как нейтрализация объема потребует наличия ионов или свободных носителей. Например, путем увеличения локальной концентрации InAs в изовалентной системе GaSb–InAs можно получить квантовую яму для электронов, но не для дырок. Квантовая яма для дырок может быть создана путем уменьшения локальной концентрации InAs.

Энергетические уровни в квантовой точке будут определяться глубиной и формой потенциальной ямы, а также наличием захваченных носителей. Для упрощения энергетического спектра можно ограничиться легированным полупроводником, в котором наряду с квантовыми точками имеются сравнительно мелкие донорные центры. В этом случае объемная нейтральность обеспечивается наличием ионизованных доноров, а электроны захватываются на более глубокие уровни квантовых точек. Если концентрации доноров и квантовых точек равны, в среде не будет свободных носителей. Такая среда располагается в виде слоя между достаточно сильно легированными материалами (электродами) с проводимостью того же типа.

Поскольку профиль потенциальной ямы определяется вариацией состава изовалентных компонент, то он в принципе может быть целенаправленно оптимизирован для практического применения. В настоящее время известно, как обеспечить нужный спектральный диапазон оптических переходов, тогда как детальный профиль потенциала не поддается пока технологическому контролю. В результате некоторого перемешивания компонентов происходит сглаживание профиля. Окончательный профиль можно представить в виде ямы с гладкими краями, например параболической, отсекаемой на той высоте, где энергия достигает края зоны проводимости в окружающей однородной среде (см. рис. а).

Модель параболической потенциальной ямы для квантовых точек или дисков рассматривалась, например, в работе [8]. Пока электрон сильно локализован в такой яме, он подчиняется тем же правилам, что и гармонический осциллятор; этим предположением мы и будем пользоваться в дальнейшем. Профиль потенциальной энергии  $U(r)$  по радиусу в центрально-симметричной яме задается в виде

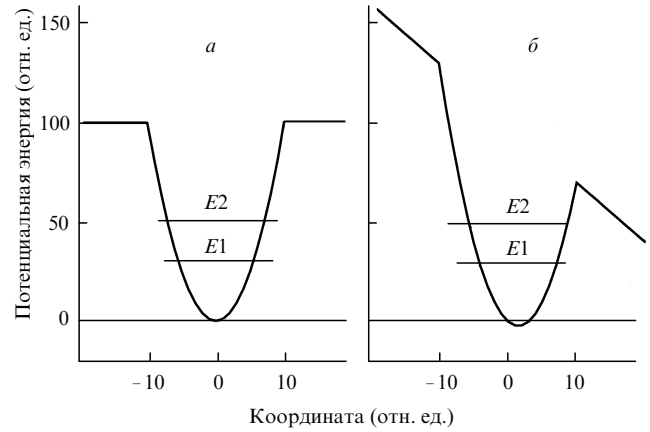


Схема профиля потенциальной энергии квантовой точки и положение основного ( $E1$ ) и первого возбужденного ( $E2$ ) уровней в параболической яме в отсутствие (а) и при наложении (б) однородного электрического поля. В последнем случае видно смещение дна ямы, однако ее форма сохраняется.

$$U(r) = \frac{1}{2}m^*\omega^2r^2, \quad (1)$$

где  $m^*$  – эффективная масса носителя (электрона проводимости или дырки);  $\omega$  – угловая частота для переходов между соседними уровнями. Особенностью гармонического осциллятора является эквидистантность энергетических уровней (равна  $\hbar\omega$ ), переходы между которыми являются рабочими переходами для рассматриваемого класса униполярных оптоэлектронных приборов.

## 2. Униполярные оптоэлектронные приборы на структурах с квантовыми точками

Если к структуре с квантовыми точками приложено внешнее электрическое поле, то движение электронов может сопровождаться внутрицентровыми переходами. Будем рассматривать простую схему фотодетектора: слой (или множество слоев) материала с квантовыми точками заключен между униполярными низкоомными «электродами». Хотя в слое имеется электрическое поле, однако электроны, находящиеся в основном состоянии, достаточно сильно связаны с квантовыми точками и ток в структуре отсутствует (или достаточно мал). Если же под действием облучения фотонами электроны переходят в возбужденные состояния (в том числе резонансные), то появляется вероятность их отрыва от квантовой точки и, следовательно, в структуре возникает фототок. Важно знать, каково поглощение, от которого будет зависеть эффективность квантоворазмерного фотодетектора. Заметим, что такая структура напоминает примесное фотосопротивление, в котором роль примеси взяли на себя квантовые точки. В отличие от химической примеси, спектр квантовой точки может быть «скроен» под заданную техническую проблему.

Поскольку типичные энергии для внутрицентровых переходов обычно малы в сравнении с энергией запрещенной зоны, подобный механизм работы применим в первую очередь к фотодетекторам ИК диапазона. Если использовать широкозонную материальную систему, например AlN–GaN или GaN–InN, то рабочий спектр можно расположить не только в ИК, но и в видимой области [9].

Для униполярного лазера важную роль играет механизм накачки. Можно представить себе структуру, кото-

рая подойдет и для фотодетектора, где электроны могут резонансно туннелировать из одного электрода на верхнее рабочее состояние квантовой точки и точно так же туннелировать из основного состояния в другой электрод. В результате должно происходить заполнение верхнего уровня и опустошение нижнего, что требуется для получения инверсной населенности.

Использование резонансного туннелирования в каскадном униполярном лазере с двумерным электронным газом рассматривалось ранее в работе [10]. Естественно, что излучательные процессы внутри квантовой точки можно в какой-то мере предопределить выбором профиля потенциальной ямы. Длина волны излучения задается энергетическим зазором между рабочими состояниями и может находиться в ИК или видимом диапазоне. В отличие от структур с диагональным туннелированием в такой униполярной структуре используются вертикальные (внутрицентровые) переходы.

При наложении внешнего электрического поля положение уровней в яме несколько изменяется. Эффект однородного поля схематично показан на рис.б. Минимум параболической ямы смещается по направлению поля на расстояние  $\Delta x = qF/(m^*\omega^2)$ , где  $q$  – элементарный заряд,  $F$  – напряженность электрического поля. Понижение дна ямы  $\Delta E = -q^2F^2/(2m^*\omega^2)$ . Однако при этом профиль параболы не меняется и, следовательно, также не меняется положение локальных уровней относительно дна ямы, пока энергетические барьеры могут удержать электрон. Таким образом, в отличие от энергии межзонного перехода, испытывающей квадратичный «красный» сдвиг, резонансная энергия униполярного поглощения  $\hbar\omega$  практически нечувствительна к электрическому полю – до тех пор, пока не начнется туннельная ионизация.

### 3. Вероятность оптических переходов

Рассмотрим оптические переходы между основным и первым возбужденным состояниями электрона, локализованного на квантовой точке. Подсчитано [11], что вероятность поглощения фотона с определенной линейной поляризацией  $e_a$  в единицу времени в элементе телесного угла  $d\Omega$  есть

$$dP = (\omega^3 N_{ph}/2\pi c^3 \hbar) |e_a \mathbf{d}|^2 d\Omega, \quad (2)$$

где  $N_{ph}$  – плотность фотонов;  $\omega$  – оптическая угловая частота;  $\mathbf{d}$  – электрический дипольный момент перехода. Этот дипольный момент должен быть рассчитан, например, из выражения

$$e \mathbf{d}_{ba} \equiv q \langle b | \mathbf{e} r | a \rangle, \quad (3)$$

где  $a$  и  $b$  относятся к волновым функциям начального и конечного состояний;  $q$  – элементарный заряд;  $\mathbf{e}$  – единичный вектор поляризации;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор электрона. В квантовой системе с центрально-симметричным полем волновые функции выражаются через сферические функции  $Y_{i,j}(\theta, \phi)$ :

$$|a\rangle = R_a(r) Y_{l_a m_a}(\theta, \phi), \quad |b\rangle = R_b(r) Y_{l_b m_b}(\theta, \phi), \quad (4)$$

где индексы  $l_a, m_a, l_b$  и  $m_b$  соответствуют квантовым числам, определяющим квадрат момента и его проекцию на некоторую ось в начальном и конечном состоя-

ниях. Когда вектор  $\mathbf{e}$  направлен вдоль этой оси, получаем [11]

$$e \mathbf{d}_{ba} = (4\pi/3)^{1/2} \int R_b R_a r^3 dr \int Y_{l_b m_b}^* Y_{1,0} Y_{l_a m_a} d\Omega. \quad (5)$$

Аккуратная нормировка волновых функций для осцилляторов разной размерности приведена в Приложении 1.

### 4. Дипольный момент для гармонического осциллятора

Расчет матричного элемента для осцилляторов разной размерности показан в Приложении 2. Для квадрата матричного элемента  $|\mathbf{d}|^2$  перехода между основным и первым возбужденными уровнями гармонического осциллятора можно записать следующее выражение:

$$|\mathbf{d}|^2 = \hbar q^2 / (2m^* \omega), \quad (6)$$

где  $\hbar\omega$  – энергетическая разность между соседними уровнями гармонического осциллятора (другие переходы являются запрещенными). Например, приняв  $m^* = 0.06m_0$  и  $\hbar\omega = 0.13$  эВ, получим  $|\mathbf{d}| \sim q \cdot 1.15$  нм. Для сравнения отметим, что в работе [12] момент межзонного перехода в двумерном электронном газе в прямоугольной InGaAs-квантовой яме оказался равным  $q(2.34 \pm 0.1)$  нм для энергии перехода 0.129 эВ (десятимикронная ИК область) при толщине слоя 10 нм. Заметим, что  $|\mathbf{d}|^2$  увеличивается пропорционально номеру нижнего рабочего уровня перехода, поэтому оптические переходы происходят тем быстрее, чем выше рабочие уровни расположены на лесенке энергетического спектра гармонического осциллятора. Расчет, проведенный для двумерной ямы шириной  $L$  с бесконечными барьерами, показывает, что дипольный момент перехода между основным и первым возбужденным уровнями составляет  $\sim 0.18qL$  [13].

### 5. Оптическое поглощение в среде с квантовыми точками

Коэффициент поглощения  $\alpha$ , связанный с рассмотренными выше оптическими переходами, можно рассчитать ([14], с.137–139) согласно выражению

$$\alpha = \frac{(N_0 - N_1) |\mathbf{d}|^2 \hbar \omega g(v)}{2\hbar^2 c n \varepsilon_0}, \quad (7)$$

где  $N_0$  и  $N_1$  – концентрации квантовых точек в основном и первом возбужденном состояниях;  $g(v)$  – спектральный формфактор;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $n$  – показатель преломления среды. Обычно предполагается, что основным механизмом, размывающим спектр поглощения, является простое лоренцево уширение. В этом случае коэффициент поглощения в центре полосы получается при подстановке  $g_{\max} = 4\hbar/\Delta E$  вместо  $g(v)$ , где  $\Delta E$  – полная ширина формфактора на полувысоте. Реально же уширение спектра квантовых точек обусловлено их разбросом по размерам. В этом случае распределение имеет гауссов формфактор, поэтому коэффициент поглощения в центре полосы получается подстановкой  $g_{\max} = 4\hbar(\pi \ln 2)^{1/2}/\Delta E$ . В общем виде для максимального поглощения в центре спектральной полосы получаем

$$\alpha_{\max} = \frac{2\gamma\omega N|d|^2}{\Delta E c n \epsilon_0}, \quad (8)$$

где фактор  $\gamma = 1$  в случае лоренцева формфактора и 1.476 в случае гауссова формфактора. Эффективное сечение поглощения определим как  $\sigma = d\alpha/dN$ , где  $N$  – концентрация поглощающих центров. Вблизи равновесия справедливо  $N = N_0 \gg N_1$ , тогда

$$\sigma_{\max} = \frac{2\gamma\omega|d|^2}{\Delta E c n \epsilon_0} = \frac{\gamma q^2 \hbar}{\Delta E m^* c n \epsilon_0}, \quad (9)$$

и в численном виде (в  $\text{см}^2$ )

$$\sigma_{\max} = 7 \cdot 10^{-17} \frac{\gamma}{n(m^*/m_0)\Delta E}, \quad (10)$$

где  $\Delta E$  берется в электронвольтах. Это выражение универсально в том отношении, что оно явно не зависит от длины волны излучения и размеров квантовой точки. Влияние среды введено через материальные параметры  $n, m^*$  и  $\Delta E$ . При  $\gamma = 1.476, n = 3.3$  и  $m^* = 0.06m_0$  (характерные значения для структур на основе системы InAs – GaAs)  $\sigma_{\max}$  лежит в интервале  $\sim 5 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , если  $\Delta E$  изменяется от 0.01 до 0.1 эВ (таблица).

Сравним наш результат с имеющимися немногочисленными данными по ИК поглощению, которое можно трактовать как поглощение квантовыми точками. Поглощение в области 13–15 мкм наблюдалось в [15] в периодической структуре (сверхрешетке) с 20 периодами, содержащими квантовые точки в системе InGaAs/GaAs. Из приведенных там микрофотографий следует, что их двумерная плотность равна  $(5-8) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Спектральная ширина ИК полосы поглощения составила 11 мэВ, а само поглощение оценено в несколько процентов при нормальном падении излучения. Наша оценка дает сечение поглощения  $\sigma = 4.7 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$  и, значит, при объемной плотности квантовых точек  $\sim 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ожидаемый коэффициент поглощения будет равен  $\sim 1130 \text{ см}^{-1}$ . При толщине структуры 680 нм поглощаемая часть потока составит 7.6%, что удовлетворительно согласуется с опытом. В геометрии образцов с многократным прохождением излучения через структуру поглощение становится более заметным [15].

Фотонаведенное поглощение квантовых точек в ИК области наблюдалось в [16]. Структура содержала 30 слоев с InAs-квантовыми точками, разделенных GaAs-барьерами толщиной по 50 нм. Двумерная плотность точек составляла от  $10^{10}$  до  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В нелегированной структуре заполнение рабочих уровней производилось

путем подсветки излучения с частотой в полосе межзонного поглощения. В силу этого и электроны и дырки могли порождать полосы поглощения. Однако относительная вариация поглощения под действием подсветки была на уровне  $\sim 10^{-4}$  на длине волны 6.5 мкм. Поскольку концентрация заполненных квантовых точек и фоновое поглощение неизвестны, можно лишь сказать, что наблюдавшийся эффект не превышает ожидаемого ослабления потока, которое составляет  $\sim 1.5\%$  при  $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Для достижения равновесного поглощения на уровне  $1000 \text{ см}^{-1}$  требуется объемная концентрация квантовых точек около  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Такая же концентрация мелких доноров необходима для заполнения основного состояния электронами. Квантовые точки обычно расположены в плоскости роста. При типичной двумерной плотности самоорганизованных квантовых точек  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$  объемная концентрация  $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  достигается при расстоянии между плоскостями 50 нм. По-видимому, получение большей плотности квантовых точек вызовет большие технологические трудности. Чтобы усилить поглощение, требуется пропорционально уменьшить ширину спектра. Этого можно достичь за счет более узкого распределения квантовых точек по их размеру.

## 6. Оптическое усиление в среде с квантовыми точками

Для расчета коэффициента усиления требуется знание скорости безызлучательной релаксации возбужденного состояния. Известно, что в униполярных лазерах на двумерном электронном газе безызлучательное время жизни много меньше излучательного, поэтому для достижения инверсии требуется более высокий, чем в обычных «биполярных» лазерах, пороговый ток. Однако, с другой стороны, малое время жизни возбужденного состояния обеспечивает сверхвысокое быстродействие униполярных оптоэлектронных приборов (источников, модуляторов и приемников излучения).

Квантовые точки могут выгодно отличаться от двумерных структур вследствие того, что в них безызлучательная релаксация идет несколько медленнее. В среде, описанной в разд.5, для достижения материального усиления  $1000 \text{ см}^{-1}$  требуется полная инверсия населенности рабочих уровней.

Более реальна ситуация с неполной инверсией. Например, если верхние состояния заполнены на 60%, то вполне достигим материальный коэффициент усиления  $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ . Поскольку униполярные лазеры легко реализуемы в виде плотных многокаскадных структур, такой коэффициент усиления оказывается достаточным для получения модового усиления 20–50  $\text{см}^{-1}$ , чего, в свою очередь, достаточно для установления режима генерации.

Если активная среда сформирована пакетами, содержащими по 3 плоскости с квантовыми точками с плотностью  $10^{11} \text{ см}^{-2}$  в каждой, а время релаксации верхнего рабочего уровня равно 10 пс, то оценка релаксационной компоненты пороговой плотности тока будет вполне приемлемой – около 3 кА/см<sup>2</sup>. Если конструкция прибора позволит исключить утечки разных типов, то это значение будет соответствовать порогу генерации.

Пока энергетическое расстояние между рабочими уровнями остается много большим тепловой энергии, этот пороговый ток будет слабо зависеть от температу-

Расчетное сечение поглощения и коэффициент поглощения в центре спектральной полосы поглощения для линейно поляризованного излучения в среде с квантовыми точками.

$\Delta E$ (эВ)	InAs – GaAs		InGaN – AlN	
	$\sigma$ ( $10^{-14} \text{ см}^2$ )	$\alpha$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$\sigma$ ( $10^{-14} \text{ см}^2$ )	$\alpha$ ( $\text{см}^{-1}$ )
0.01	5.217	5217	2.174	2175
0.05	1.043	1043	0.4349	435
0.1	0.522	522	0.217	217
0.2	0.261	261	0.109	109

Примечание. Объемная концентрация точек равна  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $n = 3.3, m^* = 0.06m_0$  (для InAs – GaAs),  $n = 2.5, m^* = 0.19m_0$  (для InGaN – AlN). Расчетный результат не зависит от длины волны в центре полосы поглощения.

ры. Поэтому на длине волны короче 5 мкм порог в пределе низких температур и при комнатной температуре будет почти одинаков (основным фактором температурной зависимости порога становится температурный рост поглощения на свободных носителях). Очевидно, для обстоятельной оптимизации структуры на квантовых точках требуется более детальное знание параметров среды и процессов, влияющих на режим работы.

## 7. Обсуждение и выводы

Проведенный анализ показывает возможность применения структур с квантовыми точками в униполярной оптоэлектронике – в приемниках и лазерных источниках излучения. С учетом использования перспективных широкозонных полупроводниковых нитридов спектральный диапазон этих приборов будет простирается от видимого до среднего ИК. Мы предварительно рассмотрели структуры, в которых используются вертикальные внутрицентровые оптические переходы. Такой механизм работы предполагает стабильность спектральных характеристик и меньшую перестраиваемость, чем в униполярных приборах на диагональных переходах. Главный способ улучшения пороговых характеристик, по-видимому, состоит в уменьшении спектральной ширины, обусловленной разбросом размеров квантовых точек. Кроме того, нужна детальная оптимизация структуры с точки зрения эффективности накачки (исключение паразитных токов через структуру), модового усиления (максимального фактора оптического ограничения) и минимального перепоглощения на свободных носителях и дефектах.

Использование квантовых точек имеет смысл по следующим соображениям:

1. Благодаря дискретности энергетического спектра рабочих уровней в квантовой точке тепловое размытие функции населенности перестает играть существенную роль. Вследствие этого исключается главная причина температурного роста порогового тока в полупроводниках – тепловое выравнивание населенности, но сохраняются преимущества полупроводникового механизма накачки инжекцией (низкое напряжение, высокая эффективность). Лазер становится менее чувствительным к окружающей температуре, собственному перегреву и другим вариациям температуры, чем другие полупроводниковые лазеры.

2. По той же причине, т. е. в силу дискретности энергетического спектра, лазер на квантовых точках нечувствителен к непараболичности, свойственной дисперсии носителей в полупроводниках. Другими словами, непараболичность не является более фактором спектрального уширения.

3. Безызлучательная релаксация возбужденного состояния в квантовых точках, по-видимому, протекает медленнее, чем в двумерном электронном газе (вне резонансной релаксации на оптических фононах), поэтому при прочих равных условиях униполярный лазер на квантовых точках должен иметь более низкий порог, чем такой же лазер на двумерных квантовых ямах. Теоретический анализ в [17] показал, что преимущество лазера на квантовых точках по скорости релаксации возбужденного состояния может составить несколько порядков.

4. Структуры с квантовыми точками предлагают новые принципиальные возможности управления характеристиками излучающих объектов – «квазиатомов». Это

относится и к спектральным характеристикам, и к направленности и поляризации излучения. Дело в том, что путем заданного профилирования трехмерной потенциальной ямы и придания ей заданной геометрии можно, в принципе, управлять правилами отбора для излучательных переходов. Хотя такая новая степень свободы представляет пока вызов современной нанотехнологии, уже существуют приборы, использование в которых структур с квантовыми точками создает их преимущества перед приборами с двумерными квантовыми ямами за счет правил отбора: речь идет о фотодетекторах с приемом нормально падающего излучения. В силу специфических правил отбора современные двумерные структуры в приборах типа QWIP нечувствительны к такому излучению, тогда как структуры на квантовых точках могут его регистрировать.

Мы получили универсальную (не содержащую длину волны) формулу (9) для сечения оптического поглощения на внутрицентровых переходах в квантовых точках с параболической формой потенциальной ямы. Она может быть полезна при конструировании униполярных приборов на разные длины волн в ИК и видимом диапазонах. Очевидно, что униполярные оптоэлектронные приборы на структурах с квантовыми точками позволяют по-новому решать практические задачи (чувствительный фотоприем в ИК диапазоне, генерация когерентного излучения на разных длинах волн в широком спектральном диапазоне, функции оптической обработки информации, сверхбыстрой оптической модуляции и переключения).

Автор благодарит К.Маллоя (Университет Нью-Мексико) за полезную дискуссию и Г.А.Смолякова (Университет Нью-Мексико) за помощь в расчетах.

## Приложение 1.

### Волновые функции гармонического осциллятора

Волновые функции основного ( $1s$ ) и первого возбужденного ( $1p$ ) состояний выражаются в виде произведения радиальных и угловых функций и имеют, соответственно, следующий вид:

$$\psi_{00} = A_{00} \exp[-r^2/(2a^2)], \quad (\text{П1.1})$$

$$\psi_{01} = A_{01} r \exp[-r^2/(2a^2)] \cos \theta, \quad (\text{П1.2})$$

где  $r$  – радиальное смещение частицы от центра;  $a = (\hbar/m^* \omega^2)^{1/2}$  – характерный размер потенциальной ямы;  $A_{00}$  и  $A_{01}$  – нормированные коэффициенты;  $m^*$  – масса частицы;  $\omega$  – угловая частота осциллятора (соответствующего перехода). В одномерном осцилляторе радиус  $r$  должен быть заменен координатой  $x$ , а угловая функция  $\cos \theta$  – единицей. Уравнение нормировки, имеющее вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^2 dx = 1, \quad (\text{П1.3})$$

приводит к следующим выражениям:  $A_{00} = \pi^{-1/4} a^{-1/2}$  и  $A_{01} = 2^{1/2} \pi^{-1/4} a^{-3/2}$ . Аналогично для двумерного осциллятора имеем уравнение нормировки

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \psi^2 r dr d\theta = 1, \quad (\text{П1.4})$$

что дает  $A_{00} = \pi^{-1/2} a^{-1}$  и  $A_{01} = \sqrt{2} \pi^{-1/2} a^{-2}$ . Для трехмерного осциллятора

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \psi^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi = 1, \quad (\text{П1.5})$$

и

$$A_{00} = \pi^{-3/4} a^{-3/2}, \quad A_{01} = 2^{1/2} \pi^{-3/4} a^{-5/2}.$$

## Приложение 2

### Матричный элемент электрического дипольного момента перехода $1s-1p$ .

Оператор взаимодействия линейно поляризованного света (поляризация описывается единичным вектором  $e$  вдоль направления напряженности электрического поля волны) с электрическим диполем  $d$  гармонического осциллятора представляет собой проекцию дипольного момента на направление электрического вектора волны. Матричный элемент этого момента для перехода  $1s-1p$

$$ed = q(01|er|00), \quad (\text{П2.1})$$

где  $q$  – элементарный заряд. Дипольный переход разрешен, поскольку угловое квантовое число  $l$  изменяется на единицу, тогда как радиальное ( $n$ ) и магнитное ( $m$ ) квантовые числа не изменяются. Расчеты приводят к следующим результатам. Для одномерного осциллятора направления  $e$  и  $d$  приняты совпадающими и матричный элемент

$$\begin{aligned} M_{1D} &= q \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{01} x \psi_{00} dx \\ &= q A_{00} A_{01} \int_{-\infty}^{\infty} x \exp(-x^2/a^2) dx = qa/2^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{П2.2})$$

Это согласуется с результатом, приведенным в [11]:

$$\langle j-1|x|j \rangle = (j/2)^{1/2} a, \quad (\text{П2.3})$$

где  $j = 2n + l$  – главное квантовое число исходного состояния. Когда  $j = 1$ , формулы (П2.2) и (П2.3) дают одинаковый результат. Видно, что матричный элемент увеличивается пропорционально  $j^{1/2}$ , поэтому переходы между соседними возбужденными уровнями будут характеризоваться большей вероятностью (пропорционально номеру  $j$  нижнего рабочего уровня), чем переход из основного состояния. В общем случае матричный элемент зависит от угла  $\beta$  между  $e$  и  $d$  как  $\cos \beta$ . Для двумерного осциллятора

$$M_{2D} = q \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \psi_{01} r \cos \theta \psi_{00} r dr d\theta = qa/2^{1/2}, \quad (\text{П2.4})$$

для трехмерного

$$\begin{aligned} M_{3D} &= q \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty \psi_{01} r \cos \theta \psi_{00} r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi \\ &= q A_{00} A_{01} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty r^4 \exp(-r^2/a^2) dr (\cos \theta)^2 \sin \theta d\theta d\varphi \\ &= qa/2^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{П2.5})$$

Видно, что для гармонического осциллятора разных размерностей формула для матричного элемента имеет один и тот же вид.

1. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).
2. Levine B.F. *J. Appl. Phys.*, **74**, R1 (1993).
3. Choi K.K. *The physics of quantum well infrared photodetectors* (N.Y., World Scientific, 1997).
4. Ryzhii V. *Semicond.Sci.Technol.*, **11**, 759 (1996).
5. Singh J. *IEEE Photon.Technol.Letts*, **8**, 488 (1996).
6. Wingreen N.S., Stafford C.A. *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, 1170 (1997).
7. Vorobjev L.E., Firsov D.A., Shalygin V.A., Tulupenko V.N., Shernyakov Yu.M., Egorov A.Yu., Zhukov A.E., Kovsh A.R., Kop'ev P.S., Kochnev I.V., Ledentsov N.N., Maximov M.V., Ustinov V.M., Alferov Zh.I. *Digest IEEE XVI Intern.Semicond.Laser Conf.* (Nara, Japan, 1998, p. 185).
8. Tarucha S. *MRS Bull.*, № 2, 49 (1998).
9. Osinski M., Eliseev P.G., Uppal P., Ritter K.J. *II ARL Annual Symp.* (College Park, MD, 1998).
10. Беленов Э.М., Елисеев П.Г., Ораевский А.Н., Романенко В.И., Соболев А.Г., Усков А.В. *Квантовая электроника*, **15**, 1595 (1988).
11. Давыдов А.С. *Квантовая механика* (М., Наука, 1973, с.163–210, 450).
12. Faist J., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Chu S.N.G., Cho A.Y. *Appl.Phys.Letts*, **63** 1354 (1993).
13. West L.C., Eglash S.J. *Appl.Phys.Letts*, **46** 1156 (1985).
14. Yariv A. *An introduction to theory and applications of quantum mechanics* (N.Y., J.Wiley & Sons, 1982).
15. Pan D., Zeng Y.P., Li J.M., Zhang C.H., Kong M.Y., Wang H.M., Wang C.Y., Wu J. *J.Cryst.Growth*, **175/176**, 760 (1997).
16. Savage S., Boucaud P., Julien F.H., Gerard J.-M., Marzin J.-Y. *J.Appl.Phys.*, **82** 3396 (1997).
17. Benisty H. *Phys.Rev.B*, **51**, 13281 (1995).

### P.G.Eliseev. Analysis of absorption and amplification in unipolar semiconductor structure with quantum dots.

Allowed intraband optical transitions in the quantum-dot are considered in view of its applications in quantum-well IR photodetectors and in unipolar semiconductor lasers. Harmonic oscillator approach is used for atom-like quantum dot. An expression is obtained for absorption cross section which is not dependent on wavelength and on quantum-dot size. Estimates are made for optical absorption and amplification.