

Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с квантовыми ямами

© В.Я. Алешкин, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

* Научно-исследовательский физико-технический институт
при Нижегородском государственном университете,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 6 сентября 1999 г. Принята к печати 16 сентября 1999 г.)

Теоретически исследована зависимость энергий локализованных состояний акцепторов в квантовых ямах (напряженных слоев Ge в гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$) от ширины квантовой ямы и от положения в ней. Проведен расчет спектра примесного поглощения в дальнем инфракрасном диапазоне. Сопоставление результатов расчета с наблюдаемыми спектрами фотопроводимости позволило оценить распределение акцепторов по квантовой яме, в частности сделать вывод о том, что акцепторы могут в значительной мере концентрироваться вблизи гетерограниц. Выполнен расчет спектра поглощения с учетом резонансных примесных состояний, позволивший объяснить наблюдаемые особенности в коротковолновой области спектра фотопроводимости переходами на резонансные энергетические уровни, "привязанные" к верхним подзонам размерного квантования.

1. Введение

Известно, что энергетический спектр мелких примесей в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) существенно зависит от ширины ямы и положения примесного центра в ней. В случае доноров пространственное ограничение волновой функции барьерами приводит к ее дополнительной локализации около примесного иона и тем самым увеличивает энергию связи по сравнению с объемным полупроводником. Энергия связи максимальна, если примесный центр расположен в центре КЯ и значительно уменьшается при его смещении к ее краю [1,2]. В случае акцепторной примеси имеется и другой фактор, уменьшающий энергию связи, — это уменьшение эффективной массы дырок на дне первой подзоны вследствие расщепления подзон легких и тяжелых дырок из-за эффектов размерного квантования. В напряженных структурах на спектр мелких акцепторов также влияет "встроенная" деформация, приводящая к дополнительному расщеплению подзон и уменьшению эффективной массы дырок. Все эти факторы позволяют варьировать энергию связи акцепторов в квантовой яме, меняя параметры гетероструктуры, что представляет интерес для создания примесных фотоприемников дальнего инфракрасного (ДИК) диапазона длин волн.

Настоящая работа посвящена исследованию мелких акцепторов в квантовых ямах в напряженных многослойных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенных на германиевой подложке в кристаллографическом направлении (111). В этих гетероструктурах слои Ge, которые являются квантовыми ямами для дырок, оказываются сжатыми в плоскости, перпендикулярной направлению роста, из-за несоответствия постоянных решеток материалов слоев гетероструктуры [3].

В настоящей работе развит метод расчета спектров мелких акцепторов в квантовых ямах, позволивший най-

ти волновые функции как локализованных, так и делокализованных состояний, рассчитать энергии связи основного и возбужденного состояний, а также найти спектры фотогенерации свободных дырок в гетероструктурах в дальней инфракрасной (ИК) области. Используемый метод расчета был предложен в работе [4]. Он основан на разложении акцепторной волновой функции по базису из волновых функций свободных дырок в квантовых ямах. Однако из-за неправильного выбора вида базисных функций в [4] были получены качественно неверные результаты (предсказывалось, например, снятие двукратного вырождения состояний акцептора в напряженных КЯ; см. также [5]). В работе [6] было получено интегральное уравнение для коэффициентов разложения акцепторных волновых функций по указанному базису. К сожалению, авторы [6] выбрали вариационный метод решения этого уравнения, что, во-первых, снизило точность расчетов (особенно для возбужденных состояний) и, во-вторых, не позволило найти состояния в непрерывном спектре, а следовательно, и коэффициент поглощения (или спектры фотогенерации).

Сравнение экспериментально наблюдаемых спектров фотопроводимости гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с квантовыми ямами с рассчитанными спектрами фотогенерации для различного положения примесей в КЯ позволило сделать вывод о том, что акцепторы могут в значительной мере концентрироваться вблизи гетерограницы.

2. Метод расчета

Энергии состояний акцептора находились путем решения уравнения Шредингера. Гамильтониан выбирался в виде суммы кинетической энергии (гамильтониан Латтинжера), потенциальной энергии дырки в квантовой яме, члена, описывающего эффекты деформации, и энер-

гии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором [7]. Так же, как и в работе [6], использовалось аксиальное приближение, т. е. закон дисперсии дырок полагался изотропным в плоскости квантовой ямы. Для этого в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера были опущены слагаемые, пропорциональные $(\gamma_2 - \gamma_3)$ (γ_2, γ_3 — параметры Латтинжера [7]). Следует отметить, что в первом порядке теории возмущений поправка к энергии, связанная с отброшенными слагаемыми, равна нулю.

В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на нормаль к квантовой яме, и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции (т. е. $\pm J$). Отметим, что согласно теории групп спектр акцептора в квантовой яме, выращенной на плоскости [001] или [111], должен быть двукратно вырожденным даже при учете анизотропии закона дисперсии дырок в плоскости квантовой ямы.

Волновая функция акцепторов искалась в виде разложения по собственным функциям дырок в квантовой яме в отсутствие акцептора

$$\Psi_J(\mathbf{r}) = \sum_{k,n,s} C_J(k, n, s) \frac{\varphi(\mathbf{k}, n, s, \mathbf{r})}{\sqrt{k}}, \quad (1)$$

где k — волновой вектор дырки; индекс n обозначает номер подзоны размерного квантования; $s = \pm 1$ — четность относительно отражения в плоскости, проходящей через k и нормаль к квантовой яме; $\varphi(\mathbf{k}, n, s, \mathbf{r})$ — собственная волновая функция дырки в квантовой яме. Учитывая, что зависимость от направления волнового вектора коэффициентов $C_J(\mathbf{k}, n, s)$ имеет вид [4]

$$C_J(\mathbf{k}, n, s) = C_J(k, n, s) \exp \left[i\alpha \left(J - \frac{3}{2} \right) \right], \quad (2)$$

где α — угол, характеризующий направление волнового вектора, можно получить следующее уравнение для определения $C_J(k, n, s)$:

$$\begin{aligned} [\varepsilon(k, n) - E]C_J(k, n, s) + \sum_{n',s'} \int_0^\infty dk' \sqrt{kk'} C_J(k', n', s') \\ \times V(k', n', s', k, n, s) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon(k, n)$ — закон дисперсии дырки в n -подзоне, E — энергия,

$$\begin{aligned} V(k', n', s', k, n, s) = -\frac{e^2}{\chi} \int_0^{2\pi} d\beta \exp \left[i\beta \left(J - \frac{3}{2} \right) \right] \\ \times \int d^3\mathbf{r} \left\langle \varphi(\mathbf{k}', n', s', \mathbf{r}) \left| \frac{1}{r} \right| \varphi(\mathbf{k}, n, s, \mathbf{r}) \right\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

β — угол между векторами k и k' , χ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, e — заряд электрона. В работе не учитывалась поляризация гетерограницы из-за

небольшой разницы в диэлектрических проницаемостях материалов квантовой ямы и барьера. Отметим, что ядро интегрального оператора в уравнении для $C_J(k, n, s)$ симметрично относительно переменных k, n, s, k', n', s' и V — действительная величина. Это обстоятельство дает возможность решать уравнение (4) с помощью диагонализации симметричной действительной матрицы. Действительно, если выбрать шаг по k' меньше обратного боровского радиуса, то подынтегральная функция слабо изменяется на одном шаге. В этом случае интеграл можно представить в виде суммы по дискретному ряду по k' . Ясно также, что $C_J(k, n, s)$ малы для значений k , много больших обратного боровского радиуса. Поэтому, не совершая большой ошибки, ряд по k' можно оборвать. Понятно также, что если глубина ямы значительно больше энергии ионизации акцептора и акцептор находится внутри нее, то вкладом в волновую функцию акцептора трехмерных (надбарьерных) состояний можно пренебречь. Таким образом, задача нахождения как локализованных, так и делокализованных состояний акцептора сводится к диагонализации конечномерной симметричной матрицы.

Были найдены энергии состояний, соответствующих проекциям полного момента импульса $J = \pm 3/2$, $J = \pm 1/2$, $J = \pm 5/2$ в гетероструктурах Ge/Si_xGe_{1-x}. Для основного состояния акцепторов $J = \pm 3/2$, а нижним возбужденным состояниям соответствуют значения $J = \pm 1/2, \pm 3/2$ или $\pm 5/2$. Поправки к энергиям уровней, возникающие из-за анизотропии, были найдены во 2-м порядке теории возмущений. Для гетероструктур, выращенных на плоскости (111), анизотропия приводит к взаимодействию состояний с проекциями полного орбитального момента J и $J \pm 3$. Наибольшее влияние анизотропия оказывает на основное состояние акцептора. Для гетероструктур Ge/GeSi, в которых рассчитывалась энергия связи акцептора, при учете поправки 2-го порядка энергия связи увеличивается на 3–3.5%. Энергия возбужденных состояний акцепторов в изучаемых структурах при учете анизотропии изменялись менее чем на 1%.

Изложенный метод позволил находить волновые функции как локализованных состояний, так и состояний, попадающих в непрерывный спектр, что сделало возможным расчет вероятностей дипольно-оптических переходов между примесными уровнями вне рамок борновского приближения. Это обстоятельство позволило описывать не только положение, но и форму линий наблюдаемого спектра фотопроводимости гетероструктур Ge/GeSi и, следовательно, более детально изучать примеси в этих структурах. Сигнал фотопроводимости пропорционален интенсивности генерации (на единицу объема) свободных дырок (I_{hg}). Под действием электромагнитного излучения дырка переходит в непрерывный спектр или на локализованные возбужденные состояния. В первом случае интенсивность генерации свободных дырок в

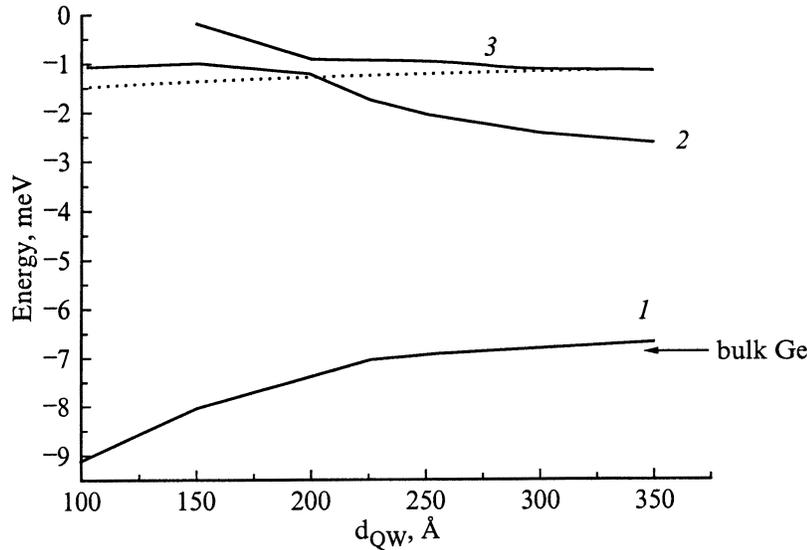


Рис. 1. Рассчитанные энергии связи основного и нижних возбужденных состояний акцептора в центре квантовой ямы в гетероструктуре Ge/Ge_{0.88}Si_{0.12} ($\epsilon = 2.1 \cdot 10^{-3}$) в зависимости от ширины квантовой ямы. Сплошная линия — $J = \pm 3/2$ (1 показывает основное, а 2, 3 два нижних возбужденных состояния, соответствующих этому значению проекции момента импульса), штриховая линия — $J = \pm 1/2, \pm 5/2$. Стрелка — энергия связи акцептора в объемном Ge при "эквивалентном" одноосном растяжении.

единице объема равна

$$I_{hg} = nW, \quad (5)$$

где n — концентрация примеси, W — вероятность перехода дырки с основного состояния в непрерывный спектр в единицу времени под действием излучения. Во втором случае дырка, перешедшая на возбужденное состояние, может попасть в непрерывный спектр, поглотив акустический фон (термическая ионизация), тогда интенсивность генерации свободных носителей будет иметь вид

$$I_{hg} = P_{ph}nW, \quad (6)$$

где W — вероятность перехода дырки на возбужденное состояние за единицу времени, P_{ph} — вероятность термической ионизации.

Выражение для вероятности перехода в единицу времени под действием электромагнитного излучения круговой поляризации:

$$W = \frac{\sqrt{2}\pi(eE)^2}{\hbar} \int \left| \langle \Psi_i(J) | x \pm iy | \Psi_f(J \pm 1) \rangle \right|^2 \times \frac{G(E_f)}{[E_i + \hbar\omega - E_f]^2 + (\hbar\nu)^2}, \quad (7)$$

где x и y — декартовы координаты в плоскости квантовой ямы, E — величина электрического поля электромагнитной волны, $\hbar\nu$ — полуширина энергетических состояний, E_i — энергия основного состояния, E_f — энергия конечного состояния, $G(E_f)$ — плотность энергетических состояний. Нужно отметить, что из основного состояния

разрешены переходы в состояния с проекциями полного момента $J = 5/2$ и $-1/2$ для одного направления круговой поляризации и в состояния с проекциями полного момента $J = 1/2$ и $-5/2$ — для другой.

Как уже отмечалось, не все носители, перешедшие на возбужденные состояния, попадают в непрерывный спектр, поэтому спектр фотопроводимости существенно отличается от спектра интенсивности переходов. Вероятность термической ионизации уровня при $E \gg kT$ можно представить в виде [8,9]

$$P_{ph} = A \exp(-E/kT), \quad (8)$$

где A — функция температуры. Рассчитанные спектры фотогенерации свободных дырок хорошо согласуются с наблюдаемыми спектрами фотопроводимости, если положить для глубоких возбужденных состояний (таких, что $E \gg kT$, $kT \approx 0.4$ мэВ при $T = 4.2$ К) $A \approx 1$ (в выражении (8)), а для мелких (таких, что $E < kT$, $kT \approx 0.4$ мэВ при $T = 4.2$ К) $P_{ph} \approx 1$.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Расчеты энергетических уровней

Результаты расчетов спектров мелких акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi представлены на рис. 1, 2. Как видно из рис. 1, энергия ионизации основного состояния акцепторов в центре квантовой ямы уменьшается с ростом ее ширины, что связано с уменьшением энергии кулоновского взаимодействия дырки с акцептором. Однако при $d_{QW} = 350$ Å энергия связи оказывается меньшей,

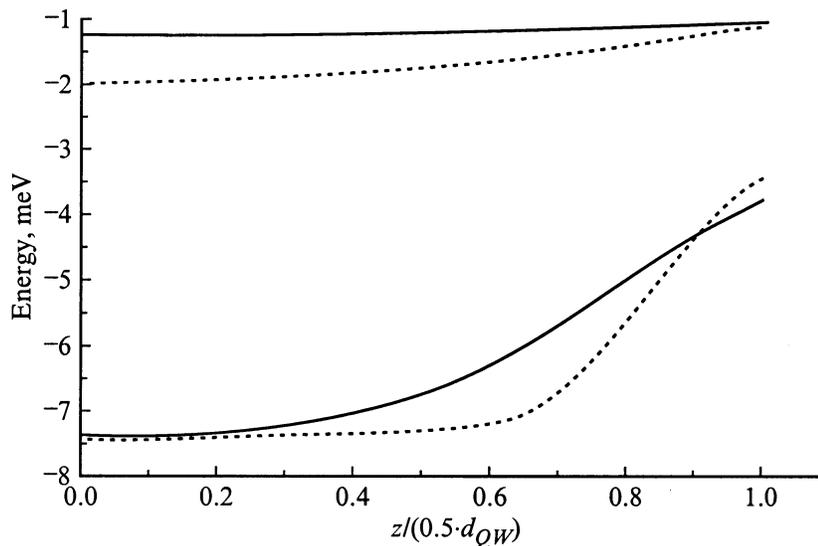


Рис. 2. Рассчитанные энергии связи основного и нижних возбужденных состояний для образцов $Ge/GeSi$ #306 (сплошная линия) и #308 (штриховая линия) в зависимости от положения примеси внутри квантовой ямы (параметры образцов даны в подп. к рис. 3).

чем в объемном Ge , величина двуосного сжатия которого равна величине сжатия слоев германия в представленных на рисунке гетероструктурах (стрелка на рис. 1). Такая фактическая немонотонная зависимость энергии связи от ширины ямы отражает обсуждавшийся во введении двойственный характер влияния пространственного ограничения на энергию связи мелкого акцептора. На рис. 1 приведены также энергии двух возбужденных состояний. Видно, что энергии ионизации нижних возбужденных состояний, соответствующих проекции момента $J = 5/2$ и $1/2$, увеличиваются с уменьшением ширины ямы, что связано с большей локализацией волновой функции около акцептора, а значит, с ростом кулоновской энергии. Однако следует отметить, что энергии ионизации возбужденных состояний с проекциями момента $J = 3/2$ уменьшаются с уменьшением ширины квантовой ямы. Чтобы понять причины этого эффекта, нужно подробнее рассмотреть структуру волновых функций возбужденных состояний с этой проекцией момента. Разложения волновых функций акцепторов по базису из волновых функций свободных дырок в КЯ включают функции, относящиеся к различным подзонам размерного квантования. Нужно отметить, что при большой ширине КЯ нижнее состояние (2) образовано в основном функциями второй подзоны размерного квантования, а верхнее состояние (3) — в основном функциями первой. При уменьшении ширины квантовой ямы энергия ионизации состояния (2), привязанного ко второй подзоне размерного квантования, быстро уменьшается, при ширине квантовых ям около 200 \AA состояния (2) и (3) максимально сближаются и "обмениваются" волновыми функциями: при меньшей ширине КЯ состояние (2) образовано уже функциями первой подзоны размерного квантования, поэтому зависимость его энергии ионизации от ширины КЯ ста-

новится более плавной (см. рис. 1), а состояние (3), образованное функциями второй подзоны размерного квантования, выталкивается в непрерывный спектр.

На рис. 2 представлены зависимости энергий основного и нижних возбужденных состояний от положения акцептора в квантовой яме. Хорошо видно, что энергия ионизации основного состояния акцептора при смещении от центра ямы к гетерогранице уменьшается почти в 2 раза, что также связано с уменьшением кулоновской энергии. Отметим, что энергия связи начинает заметно изменяться, когда примесь приближается к гетерогранице на расстояние порядка 50 \AA , что соответствует масштабу локализации волновой функции основного состояния акцептора в направлении роста.

На рис. 2 видно также, что энергия ионизации возбужденных состояний незначительно уменьшается при приближении к гетерогранице. Это связано с тем, что ширина квантовых ям гетероструктур сравнима с масштабом локализации функций возбужденных состояний акцепторов, из-за чего даже примесь, расположенная на краю КЯ, "чувствует" обе гетерограницы.

3.2. Спектры генерации свободных дырок с примеси в КЯ гетероструктур $Ge/GeSi$

Как уже отмечалось, представленный метод позволяет описывать спектр генерации свободных (т.е. находящихся в делокализованных состояниях) дырок под воздействием излучения дальнего ИК диапазона, связанной с возбуждением мелких акцепторных центров, расположенных в квантовых ямах гетероструктур, вне рамок борновского приближения.

Большинство исследованных гетероструктур специально не легировались, в них присутствуют только остаточные акцепторы (с концентрацией поряд-

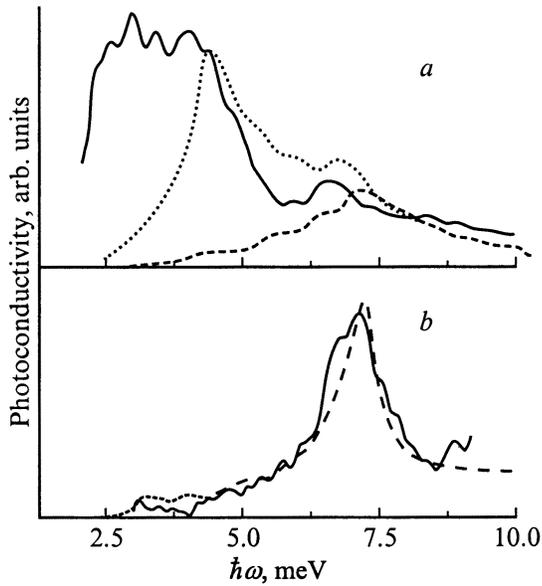


Рис. 3. Спектры ДИК фотопроводимости многослойных гетероструктур Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами #306 ($x = 0.12$, $d_{QW} = 200 \text{ \AA}$, $\varepsilon = 2.1 \cdot 10^{-3}$, $N_{QW} = 162$) (a) и #308 ($x = 0.09$, $d_{QW} = 355 \text{ \AA}$, $\varepsilon = 0.34 \cdot 10^{-3}$, $N_{QW} = 162$) (b). Сплошные линии — экспериментальные кривые. Пунктирные линии — рассчитанные спектры генерации свободных дырок в предположении, что примесь равномерно распределена по квантовым ямам изучаемых гетероструктур. Точечная линия на части (a) представляет рассчитанный спектр генерации свободных дырок в предположении, что вместе с равномерным распределением примеси существует δ -слой акцепторов вблизи гетерограниц. Поверхностная концентрация примеси в этом слое составляет половину от интегральной равномерно распределенной примеси.

ка $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Естественно предположить, что эти примеси в изучаемых структурах были бы распределены по квантовым ямам равномерно. Однако благодаря особенностям роста могут создаваться условия для накопления примеси на гетерограницах. Действительно, гетерограница является источником точечных дефектов, а вакансия может вести себя как мелкий акцептор в германии.

На рис. 3 представлены измеренные спектры фотопроводимости двух образцов с различной шириной квантовых ям (сплошные линии). Пунктирные линии представляют собой рассчитанные спектры генерации свободных дырок в предположении, что примесь равномерно распределена по квантовым ямам изучаемых гетероструктур. Данные спектры генерации в основном определяются переходами между уровнями примеси, расположенной в центре квантовых ям. Это связано с тем, что в квантовых ямах исследованных гетероструктур имеется большой слой примеси с энергиями ионизации, близкими к энергии ионизации акцептора, находящегося в центре квантовой ямы (для образца #308 $E_i = 7.4 \text{ мэВ}$, для #306 $E_i = 7.35 \text{ мэВ}$, см. рис. 2). В образце #308 толщина этого слоя составляет примерно 75% от общей ширины ямы, а в образце #306 — 50%. Видно, что, используя модель равномерного распределения примеси по квантовой яме, можно хорошо описать не только положение, но и форму линий спектра фотопроводимости образца #308.

Вместе с тем следует отметить, что наличие мощной длинноволновой полосы в спектре фотопроводимости образца #306 нельзя объяснить, предполагая распределение примеси по квантовой яме равномерным. Следует

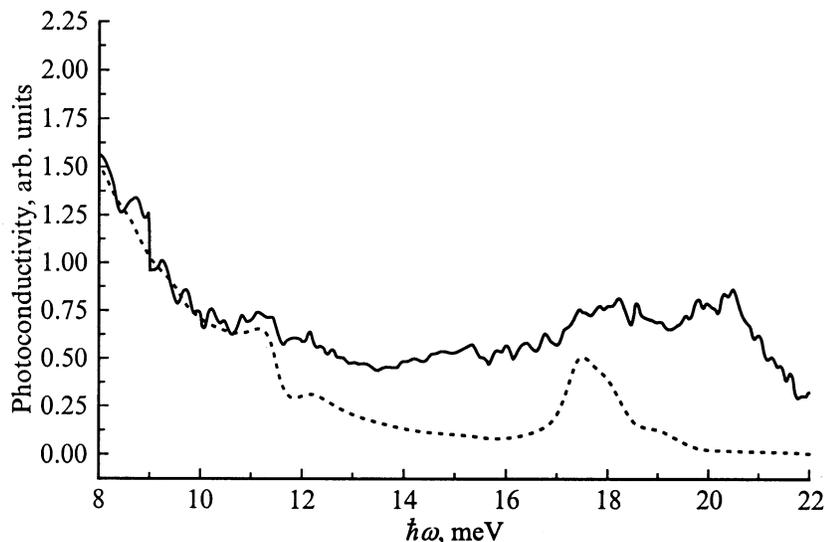


Рис. 4. Коротковолновая часть спектра фотопроводимости образца #306. Сплошная линия — измеренный спектр фотопроводимости. Штриховая линия — рассчитанный спектр генерации дырок для примеси, расположенной в центре квантовой ямы образца #306.

предположить, что кроме равномерно распределенной примеси имеется значительное количество акцепторов, сконцентрированных вблизи гетерограницы, поскольку энергия ионизации таких акцепторов соответствует коротковолновому краю наблюдаемой в образце #306 длинноволновой полосы фотопроводимости. Точечная линия на рис. 3, *a* представляет рассчитанный спектр генерации свободных дырок в предположении, что вместе с равномерным распределением примеси существует δ -слой акцепторов вблизи гетерограниц. Видно, что коротковолновые особенности, а также правый край длинноволновой полосы в спектре фотопроводимости образца #306 хорошо описываются при использовании такой модели. Длинноволновый край полосы фотопроводимости в спектре образца #306 (как уже отмечалось в работе [10]) может быть связан с ионизацией акцепторов, расположенных в барьере, а также с возбуждением A^+ -центров, расположенных в квантовых ямах.

На рис. 4 представлена коротковолновая часть спектра фотопроводимости образца #306. Пунктирная линия показывает рассчитанный спектр генерации дырок для примеси, расположенной в центре квантовой ямы образца #306, с учетом резонансных примесных уровней. На линии, представляющей рассчитанный спектр, виден максимум, совпадающий с коротковолновым краем полосы фотопроводимости 17–20 мэВ экспериментального спектра. Этот максимум фотопроводимости связан с переходами с основного состояния акцептора на резонансные уровни, образованные в основном состояниями третьей подзоны размерного квантования, а возникновение широкой полосы фотопроводимости вместо узкой линии в экспериментальном спектре может быть объяснено дисперсией ширины квантовой ямы. Также на теоретической кривой видны особенности, соответствующие энергиям фотона 11 и 12 мэВ, совпадающие по положению со слабо выраженными линиями на экспериментальной кривой. Эти линии связаны с переходами с основного состояния акцептора на резонансные уровни, образованные в основном состояниями второй подзоны размерного квантования. Таким образом, по особенностям в коротковолновой области спектра поглощения можно изучать положение резонансных энергетических уровней, привязанных к верхним подзонам размерного квантования.

Работа выполнена при поддержке МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проект #97-1069, #97-2022), "Физика микроволн" (проект #4.5), ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов / Фундаментальная спектроскопия" (проект 8/02.08), РФФИ (грант 97-02-16326), ФЦП "Интеграция" (проекты 540, 541) и NATO CLG 975592.

Авторы благодарны М.Д. Молдавской за помощь при проведении измерений и обсуждении результатов работы, Е.А. Усковой за подготовку образцов к измерениям, Ю.Н. Дроздову и Л.Д. Молдавской за рентгеноструктурные исследования образцов.

Список литературы

- [1] Reeder, J.-M. Mercy, B.B. McCombe. IEEE J. Quant. Electron., **24**, 1690 (1988).
- [2] C. Guillemot. Phys. Rev. B, **31**, 1428 (1985).
- [3] О.А. Кузнецов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова. Письма ЖТФ, **15** (21), 77 (1988).
- [4] J.P. Loehr, J. Singh. Phys. Rev. B, **41**, 3695 (1990).
- [5] J.P. Loehr, Y.C. Chen, et al. Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond, **2**, 1401 (1990).
- [6] A. Pasquarello, L.C. Andreani, R. Buczko. Phys. Rev. B, **40** (8), 5602 (1989).
- [7] Г.М. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972) с. 294.
- [8] В.Н. Абакумов, И.Н. Ясевич. ЖЭТФ, **76** (2), 657 (1976).
- [9] А.В. Осутин. *Лазерная спектроскопия мелких доноров в арсениде галлия*. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1988) с. 10.
- [10] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, Л.В. Парамонов. Письма ЖЭТФ, **65**, 209 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Shallow acceptors in strained $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ heterostructures with quantum wells

V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, V.I. Gavrilenko,
I.V. Yerofeeva, D.V. Kozlov, O.A. Kuznetsov*

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603600 Nizhny Novgorod, Russia
* Research Physicotechnical Institute
at Nizhny Novgorod University,
603600 Nizhny Novgorod, Russia