

Мелкие акцепторы в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами в магнитном поле

© В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов*, К.Е. Спирин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально и теоретически исследованы мелкие акцепторы в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами в магнитном поле. Показано, что наряду с линиями циклотронного резонанса в спектрах магнитопоглощения наблюдаются переходы с основного состояния акцептора на возбужденные состояния, связанные с уровнями Ландау из первой и второй подзон размерного квантования, а также резонансы, обусловленные ионизацией A^+ -центров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 03-02-16808, 04-02-17178), Российской академии наук, Министерства образования и науки РФ и ФЦП „Интеграция“ (проект № Б0039/2102).

В последние годы выполнен ряд исследований мелких акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами (КЯ) [1–5]. В таких структурах благодаря встроенной деформации и размерному квантованию происходит расщепление подзон легких и тяжелых дырок, в результате чего эффективные массы дырок уменьшаются. Вследствие этого энергии связи мелких акцепторов оказываются значительно меньшими, чем в объемном Ge, в отличие от доноров, энергия связи которых возрастает по сравнению с объемным случаем из-за дополнительного ограничения волновой функции потенциалом КЯ. Ранее мы продемонстрировали новый экспериментальный метод исследования мелких примесей в полупроводниках путем измерения дифференциального примесного магнитопоглощения в терагерцевом диапазоне при модулированном межзонном фотовозбуждении носителей заряда [6–8]. В настоящей работе данный метод применяется для определения типов мелких акцепторных центров, которые вносят вклад в наблюдаемое магнитопоглощение в терагерцевом диапазоне в гетероструктурах Ge/GeSi. Как известно, в энергетическом спектре мелкого примесного центра в КЯ имеются состояния, относящиеся к различным подзонам размерного квантования [9]. При приложении магнитного поля перпендикулярно плоскости слоев гетероструктуры подзоны размерного квантования электронов или дырок распадаются на серии уровней Ландау. В случае доноров уровни, относящиеся к различным подзонам размерного квантования, не взаимодействуют друг с другом. Для акцепторов ситуация более сложная: „замешивание“ в гамильтониане Латтинжера движения вдоль направления роста структуры с поперечным движением приводит к взаимодействию дырочных состояний, относящихся к различным подзонам размерного квантования. Отметим, что, если гамильтониан, описывающий движение носи-

теля в квантовой яме при приложении магнитного поля, обладает аксиальной симметрией, состояния носителей оказываются вырожденными (см., например, [10]) по проекции момента на ось симметрии. При внесении примесного иона такое вырождение снимается: возникает набор дискретных примесных состояний. При этом в спектре примесного магнитопоглощения может наблюдаться очень сложная картина линий, связанная с переходами между такими состояниями. Для детального описания примесных переходов в гетероструктурах Ge/GeSi с КЯ в магнитном поле и интерпретации результатов эксперимента в работе развит численный метод расчета, основанный на разложении волновой функции акцептора по базису из волновых функций дырок в КЯ в отсутствие магнитного поля.

1. Эксперимент

В настоящей работе представлены результаты исследований спектров субмиллиметрового магнитопоглощения двух гетероструктур Ge/Ge_{1-x}Si_x, выращенных на низколегированных подложках Ge(111) методом газотранспортной эпитаксии. Обе структуры состояли из 162 КЯ Ge, разделенных барьерами GeSi. Структуры имели следующие параметры: для № 306 $x = 0.12$, $d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$, $d_{GeSi} = 260 \text{ \AA}$, $\epsilon_{xx} = 2.2 \cdot 10^{-3}$, для № 308 $x = 0.09$, $d_{Ge} = 350 \text{ \AA}$, $d_{GeSi} = 150 \text{ \AA}$, $\epsilon_{xx} = 4.4 \cdot 10^{-4}$. Полная толщина обеих структур превышала критическую, поэтому на границе подложка/гетероструктура происходила релаксация упругих напряжений. В результате этого слои Ge оказывались двусосно-растянутыми (ϵ_{xx} — величина двусосной упругой деформации, определенная методом рентгеновской дифракции), а слои GeSi — двусосно-сжатыми. Структуры специально не легировались, концентрация остаточных акцепторов со-

ставляла порядка 10^{14} cm^{-3} [1]. Во избежание появления эффектов интерференции микроволнового излучения в образцах подложки шлифовались на клин с углом 2° . Образцы располагались в центре сверхпроводящего соленоида в криомагнитной вставке, которая помещалась в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Измерения спектров поглощения проводились при $T = 4.2 \text{ K}$ при постоянной частоте излучения и развертке магнитного поля. В качестве источников излучения использовались лампы обратной волны (ЛОВ), перекрывающие диапазон частот 300–1250 GHz. Свободные носители в образце создавались излучением арсенид-галлиевого светодиода ($\lambda \approx 0.9 \mu\text{m}$). Прошедшее через структуру излучение детектировалось кристаллом $n\text{-InSb}$. Большинство измерений проводилось при модуляции излучения меандром с частотой 1 kHz и применения стандартной схемы синхронного детектирования. Проводились также измерения с временным разрешением сигнала при использовании импульсного оптического возбуждения. В этом случае регистрация импульсного сигнала как функции магнитного поля осуществлялась многоканальным цифровым осциллографом „Tektronix“ TDS3034B.

2. Метод расчета

Для расчета спектра мелкого акцептора необходимо решить уравнение эффективной массы с гамильтонианом, выбранным в виде суммы кинетической энергии (гамильтониан Латтинжера, зависящий от магнитного поля), потенциальной энергии дырки в КЯ, члена, описывающего эффекты деформации, и энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором. Магнитное поле полагалось направленным вдоль оси роста структуры, которая принималась за ось z .

Уравнение эффективной массы записывалось в представлении двумерных импульсов. Волновая функция акцепторного состояния в импульсном представлении имеет вид

$$\Psi_k^{(s)}(\mathbf{k}, z) = \int \Psi_\rho^{(s)}(\boldsymbol{\rho}, z) \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) d^2\rho, \quad (1)$$

где $s = 1, \dots, 4$ — номер компоненты волновой функции дырки. Гамильтониан, описывающий движение дырки в КЯ в присутствии магнитного поля, в таком представлении принимает вид

$$H_L = \begin{pmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$F = \hbar^2 \frac{(\gamma_1(z) + \gamma_3(z))(\widehat{k}_x^2 + \widehat{k}_y^2) + \widehat{k}_z(\gamma_1(z) - 2\gamma_3(z))\widehat{k}_z}{2m_0} + \frac{d(z)}{\sqrt{3}}(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \pm \frac{3\hbar e B \kappa}{4m_0 c} + V(z), \quad (3)$$

$$G = \hbar^2 \frac{(\gamma_1(z) - \gamma_3(z))(\widehat{k}_x^2 + \widehat{k}_y^2) + \widehat{k}_z(\gamma_1(z) + 2\gamma_3(z))\widehat{k}_z}{2m_0} - \frac{d(z)}{\sqrt{3}}(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \pm \frac{\hbar e B \kappa}{4m_0 c} + V(z), \quad (4)$$

$$H = \hbar^2 \times \frac{-i\frac{1}{\sqrt{3}}\{(2\gamma_2 + \gamma_3)\widehat{k}_z\}(\widehat{k}_x - i\widehat{k}_y) + i\sqrt{\frac{2}{3}}(\gamma_2 - \gamma_3)(\widehat{k}_x + i\widehat{k}_y)^2}{2m_0}, \quad (5)$$

$$I = \hbar^2 \frac{\frac{(\gamma_2 + 2\gamma_3)}{\sqrt{3}}(\widehat{k}_x - i\widehat{k}_y)^2 + \sqrt{\frac{2}{3}}\{(\gamma_2 - \gamma_3)\widehat{k}_z\}(\widehat{k}_x + i\widehat{k}_y)}{2m_0}. \quad (6)$$

Здесь $\widehat{k}_x = k_x + i\frac{eB}{\hbar c}\frac{\partial}{\partial k_y}$, $\widehat{k}_y = k_y - i\frac{eB}{\hbar c}\frac{\partial}{\partial k_x}$, $\widehat{k}_z = -i\frac{\partial}{\partial z}$, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \kappa$ — параметры Латтинжера, зависящие от материала, d — постоянная деформационного потенциала валентной зоны, ε_{ij} — компоненты тензора деформации, m_0 — масса свободного электрона, B — напряженность магнитного поля, V — потенциал КЯ. Векторный потенциал был выбран в виде $\mathbf{A} = \frac{1}{2}[\mathbf{B} \times \mathbf{r}]$, фигурные скобки обозначают антикоммутатор $\{\gamma_3 k_z\} = \gamma_3 k_z + k_z \gamma_3$.

В импульсном представлении оператор кулоновского потенциала, являющийся диагональной матрицей, имеет интегральный вид

$$\widehat{V}^{(s,s)}(k, z) = -\frac{e^2}{\chi} \int_0^\infty dk' \int_0^{2\pi} d\beta \Psi_k^{(s)}(k', \beta, z) \times \frac{\exp(-|z|\sqrt{(k' - k)^2 + 2k'k(1 - \cos\beta)})}{\sqrt{(k' - k)^2 + 2k'k(1 - \cos\beta)}}, \quad (7)$$

где β — угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}' , χ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, e — заряд электрона.

Как и ранее [3], использовалось аксиальное приближение, т.е. пренебрегалось анизотропией закона дисперсии дырок в плоскости КЯ. Для этого в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера (в выражениях (5) и (6)) были опущены слагаемые, пропорциональные $(\gamma_2 - \gamma_3)$. В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на нормаль к КЯ. В таком приближении зависимость волновой функции акцептора $\Psi_k^{(s)}(\mathbf{k}, z)$ от направления волнового вектора \mathbf{k} , характеризующегося углом β имеет простой вид

$$\Psi_k^{(s)}(k, \beta, z) = \Psi_k^{(s)}(k, z) \exp\left[i\beta\left(J + s - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (8)$$

Волновую функцию акцептора искали в виде разложения по базису из волновых функций дырок в КЯ в отсутствие магнитного поля и примесного иона. Это разложение подставлялось в уравнение эффективной массы с гамильтонианом (2) и кулоновским потенциалом (7),

в результате чего получали интегродифференциальное уравнение для коэффициентов разложения. Полученное уравнение решали, заменяя производные конечными разностями, а интеграл по k' в выражении (7) — дискретной суммой, обрывая ее при значениях k' , много больших обратного борновского радиуса, аналогично [3].

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены сводные данные по положению наблюдаемых спектральных линий магнитопоглощения в структуре № 306. Линии CH_1 и Ch_1 впервые наблюдались в работах [11–13]; они связаны с циклотронными переходами между нижними уровнями Ландау дырок $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ соответственно (см. вставку на рис. 1). Слева от основной линии циклотронного резонанса (ЦР) CH_1 (т.е. со стороны меньших магнитных полей) в различных образцах Ge/GeSi наблюдается до трех линий магнитопоглощения, которые связываются с переходами с участием мелких примесей, а именно акцепторов, что подтверждается, в частности, поляризационными измерениями [6–8]. Как видно из рис. 1, положения линий CI_1 и CI_2 не экстраполируются к началу координат в отличие от линий ЦР. Наблюдение магнитопоглощения мелких акцепторов при модулированной межзонной подсветке становится возможным вследствие захвата носителей ионизованными примесями, которые всегда присутствуют в образце из-за частичной компенсации основной примеси (акцепторов) донорами (см., например, [1]). Линия CI_1 в образце № 306а впервые наблюдалась в работах [11–13], однако из-за сильного перекрытия с линией CH_1 ее спектральное положение было определено недостаточно точно. В данных исследованиях за счет уменьшения интенсивности межзонной подсветки нам удалось сузить линии и улучшить спектральное разрешение [14]. На рис. 1 кроме данных по магнитопоглощению представлены положения линии CI_2 , которые были определены на основании измерений спектров субмиллиметровой фотопроводимости с помощью ЛОВ [4] и методом Фурье-спектроскопии [1]. Ранее мы связывали данную линию либо с фотоионизацией A^+ -центров, либо с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для нейтральных акцепторов (A^0 -центров), расположенных в барьере. Известно, что энергия связи нейтральной примеси достигает максимального и минимального значений в центре КЯ и в центре барьера соответственно. В случае однородно легированной структуры в спектрах поглощения (или фотопроводимости) будут присутствовать два пика, соответствующие примесям, расположенным в центре КЯ (высокочастотный пик) и в центре барьера (низкочастотный пик) (для доноров в GaAs/AlGaAs см., например, [15]). Отметим, что при перемещении примесного иона в барьер сохраняются локализованные состояния дырок с энергией ниже дна нижней подзоны размерного квантования. Такие акцепторные состояния формируются из состояний свободных

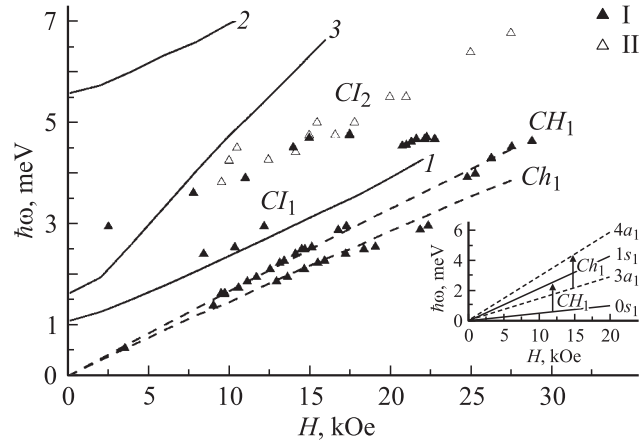


Рис. 1. Сводные данные по положению наблюдаемых спектральных линий магнитопоглощения (I) в структуре Ge/Ge_{0.88}Si_{0.12} № 306 ($d_{\text{Ge}} = 200 \text{ \AA}$) и результаты расчета энергий оптических переходов между состояниями акцептора, помещенного в центр барьера GeSi (сплошные линии 1–3), и уровнями Ландау дырок в квантовой яме (штриховые линии CH_1 и Ch_1). II — данные измерений фотопроводимости. На вставке показаны уровни Ландау дырок, переходы между которыми соответствуют линиям CH_1 и Ch_1 ; сплошные линии — нижний уровень Ландау, соответствующий проекции момента $J = -3/2$ на ось z ($0s_1$ по классификации [5]), и нижний уровень с $J = -1/2$ ($1s_1$ [5]); штриховые линии — нижний уровень Ландау дырок с $J = +3/2$ ($3a_1$ по классификации [5]) и нижний уровень Ландау дырок с $J = +5/2$ ($4a_1$ [4]).

дырок в КЯ. Типичные энергии связи акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi составляют 7–8 и 2 meV для центра КЯ и центра барьера соответственно [8], т.е. переходы с участием акцепторов, расположенных в центре КЯ, находятся за пределами диапазона энергий квантов излучения, доступного для исследований с помощью ЛОВ (такие переходы наблюдались при измерении фотопроводимости с помощью Фурье-спектрометра [1]). В настоящей работе мы впервые наблюдали в образце № 306а две примесные линии магнитопоглощения CI_1 и CI_2 в „низкочастотном“ диапазоне, что позволило „различить“ поглощение на A^+ -центрах и A^0 -центрах, расположенных в барьере.

Для интерпретации наблюдаемых линий магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi были рассчитаны энергии состояний акцепторов, соответствующих определенным значениям проекции полного момента на ось роста структуры J . Основной уровень акцептора расщепляется в магнитном поле на два состояния с моментами $\pm 3/2$, из которых нижним (основным) является состояние с проекцией момента $J = -3/2$. Ранее в работе [5], где использовалось другое разложение акцепторных волновых функций (по собственным функциям дырок в магнитном поле, т.е. по функциям, соответствующим уровням Ландау), было показано, что в спектрах примесного поглощения доминируют переходы с основного состояния (связанного с нижним

уровнем Ландау $0s_1$) на состояния с проекцией момента $J = -1/2$, а в сильном магнитном поле „выживает“ лишь один из них на состоянии, связанном с первым уровнем Ландау $1s_1$, т.е. происходит переход типа $1s \rightarrow 2p_+$. Поэтому в дальнейшем мы ограничились детальным изучением переходов с основного состояния на состояния с $J = -1/2$.

На рис. 1 представлены результаты расчетов энергий циклотронных переходов $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ (резонансы CH_1 и Ch_1) (штриховые линии) и примесных переходов с основного уровня ($J = -3/2$) акцептора, помещенного в центр квантового барьера в гетероструктуре № 306, на возбужденные состояния, соответствующие $J = -1/2$ (сплошные линии). Линии 1 и 2 отвечают переходам на акцепторные состояния, относящиеся к первым уровням Ландау в первой и второй подзонах размерного квантования ($1s_1$ и $1a_2$), т.е. переходам типа $1s \rightarrow 2p_+$. Линия 3 соответствует переходу на состояние акцептора, связанного со вторым уровнем Ландау в первой подзоне размерного квантования $2s_1$, т.е. переходу типа $1s \rightarrow 3p_+$. Видно, что результаты расчетов энергий циклотронных переходов хорошо согласуются с полученными экспериментально положениями линий CH_1 и Ch_1 . Положение линии примесного магнитопоглощения CI_1 , удовлетворительно согласуется с расчетной кривой 1 для перехода типа $1s \rightarrow 2p_+$ в пределах первой подзоны размерного квантования для примеси, расположенной в центре барьера GeSi. Возможно, что наблюдаемое расхождение (экспериментальные точки лежат несколько выше кривой 1) связано с дисперсией энергии перехода из-за равномерного распределения остаточной примеси по толщине структуры. Таким образом, представляется, что линия CI_1 связана с возбуждением A^0 -центров, расположенных в барьере. Вместе с тем проведенные расчеты показывают, что линия CI_2 не может быть связана с переходами между уровнями в спектре нейтрального акцептора. Полученные вариационным методом первые оценки энергии связи A^+ -центров (т.е. нейтральных акцепторов с „лишней“ дыркой, расположенных в КЯ) дают $E_+ \approx 2 \text{ meV}$ [16], что чуть меньше значения, к которому экстраполируется спектральное положение линии CI_2 при $H \rightarrow 0$ (рис. 1). Можно предположить, что A^+ -центры, как и D^- -центры, не имеют возбужденных связанных состояний [17]; следовательно, наблюдаемые оптические переходы должны иметь место при $\hbar\omega \geq E_+$. Таким образом, линия CI_2 , по-видимому, связана с возбуждением A^+ -центров.

На рис. 2 представлен типичный спектр магнитопоглощения в структуре № 308 с более широкой КЯ, в которой нам удалось наблюдать три линии примесного магнитопоглощения CI_1 – CI_3 [6–8] (линия CE_{1L} связана с ЦР электронов в $1L$ -долине [18]); сводные данные по положению наблюдаемых линий приведены на рис. 3. По аналогии с образцом № 306 две примесные линии можно было бы связать с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для A^0 -центров, расположенных в барьере (CI_1 или CI_2), и с фотоионизацией A^+ -центров (CI_3). В работах [6–8]

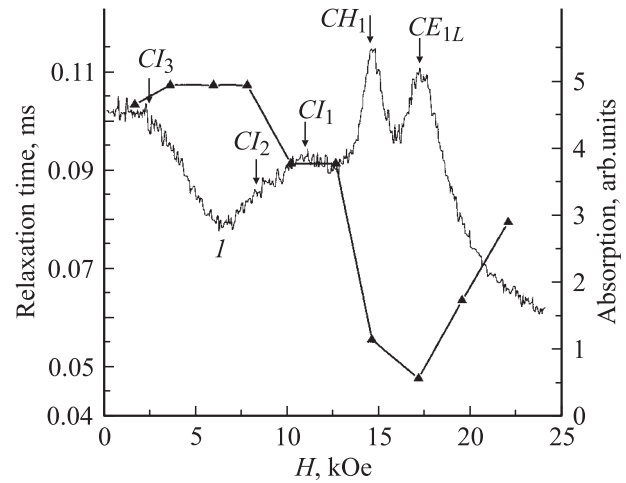


Рис. 2. Типичный спектр магнитопоглощения в гетероструктуре Ge/Ge_{0.91}Si_{0.09} № 308 ($d_{\text{Ge}} = 350 \text{ \AA}$) (1). Точки — времена релаксации, полученные с помощью осциллограмм сигнала магнитопоглощения при импульсной подсветке.

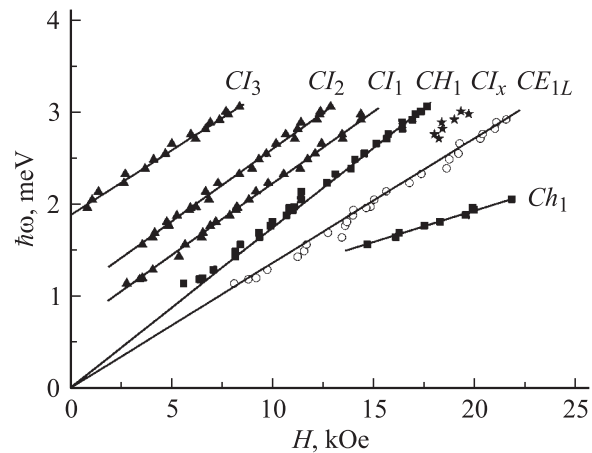


Рис. 3. Сводные данные по положению наблюдаемых спектральных линий магнитопоглощения в гетероструктуре Ge/GeSi № 308. CH_1 и Ch_1 — линии циклотронного резонанса, CI_1 и CI_3 — линии примесного магнитопоглощения.

нами было высказано предположение, что третья линия может быть обусловлена переходами между возбужденными состояниями акцепторов, которые могут быть заселены в неравновесных условиях при межзонной подсветке. Для этого необходимо, чтобы время жизни носителей, связанное с межзонной рекомбинацией, было сравнимо с характерными временами релаксации с возбужденных состояний, которые приблизительно равны 10^{-8} – 10^{-7} s [19]. Однако проведенные в настоящей работе измерения сигнала магнитопоглощения с временным разрешением показали, что типичные времена релаксации для всех примесных линий составляют порядка 10^{-4} s (рис. 2). Следовательно, все наблюдаемые примесные линии связаны с переходами с основных состояний каких-либо мелких акцепторных центров.

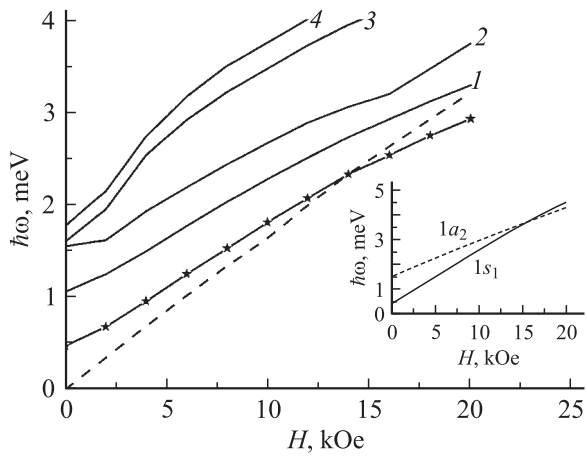


Рис. 4. Переходы с основного акцепторного уровня ($J = -3/2$) в гетероструктуре Ge/Ge_{0,91}Si_{0,09} № 308 ($d_{\text{Ge}} = 350 \text{ \AA}$) на возбужденные состояния, соответствующие $J = -1/2$. Сплошные линии — переходы для примеси, помещенной в центр квантового барьера. Линия, отмеченная звездочками, — переход $1s \rightarrow 2p_+$ в спектре дырки, связанной с ионом примеси в соседней яме. Штриховая линия — циклотронный резонанс дырок. На вставке — два уровня Ландау, соответствующих проекции момента $J = -1/2$; сплошная линия — нижний уровень, связанный с первой подзоной размерного квантования ($1s_1$ по классификации [5]); штриховая линия — нижний уровень, связанный со второй подзоной размерного квантования ($1a_2$ [5]).

На рис. 4 представлены рассчитанные в настоящей работе энергии циклотронного перехода $0s_1 \rightarrow 1s_1$, соответствующего линии CH_1 на рис. 3 (штриховая линия), и примесных переходов с основного состояния на состояния с $J = -1/2$ для акцептора, помещенного в центр квантового барьера в гетероструктуре № 308 (сплошные линии). Линии 1 и 2 соответствуют переходам на состояния, относящиеся к первому уровню Ландау (переход типа $1s \rightarrow 2p_+$), но к разным (первой и второй) подзонам размерного квантования. Таким образом, малая (по сравнению с образцом № 306 с более узкой КЯ) энергия размерного квантования приводит к возникновению дублетного перехода $1s \rightarrow 2p_+$. Хотя в настоящей работе не проводился расчет матричных элементов переходов, можно полагать, что интенсивности этих переходов соизмеримы из-за сильной гибридизации состояний. Как видно из вставки к рис. 4, в магнитном поле около 16 кОе происходит пересечение первых уровней Ландау $1s_1$ и $1a_2$, относящихся к первой и второй подзонам размерного квантования (что является следствием сильной непараболичности закона дисперсии дырок в квантовой яме). Как видно из рис. 4, это приводит к антипересечению связанных с этой парой уровней примесных состояний с $J = -1/2$. Таким образом, при $H < 16 \text{ кОе}$ линия 1 соответствует переходу на $2p_+$ -подобное состояние, фактически относящееся к первой подзоне размерного квантования, а при $H > 16 \text{ кОе}$ — на состояние, относящееся ко второй подзоне. Линии 3 и 4 отвечают переходам на состояния, связанные со

вторым уровнем Ландау соответственно в первой и второй подзонах размерного квантования. Наконец, линия, отмеченная звездочками, отвечает переходу $1s \rightarrow 2p_+$ для ранее не обсуждавшегося экзотического мелкого нейтрального центра, состоящего из расположенного в центре КЯ акцептора, захватившего дырку из соседней КЯ.

Как следует из сопоставления полученных экспериментальных данных с результатами расчетов для образца № 308, имеет место качественное согласие положения наблюдаемых линий CI_1 и CI_2 (рис. 3) и расчетных кривых 1 и 2 на рис. 4. Вследствие довольно сильного перекрытия линий CI_1 и CI_2 (см. рис. 2, а также рис. 1 из работы [8]) для более детального сопоставления теории с экспериментом необходимо провести расчеты спектров поглощения. Что касается линии CI_3 , то ее положение при $H \rightarrow 0$ экстраполируется к энергии кванта $\sim 2 \text{ meV}$, что хорошо согласуется (как и в образце № 306) с величиной энергии ионизации A^+ -центра в КЯ [16]. С другой стороны, положение линии CI_3 в образце № 308 неплохо согласуется с расчетными кривыми 3 и 4 для переходов типа $1s \rightarrow 3p_+$. Для решения вопроса о принадлежности линии CI_3 в этом образце необходимо, очевидно, провести расчеты матричных элементов для соответствующих переходов.

В настоящей работе удалось впервые наблюдать новую линию магнитопоглощения CI_x (рис. 3), которая с ростом частоты возникает на правом крыле линии ЦР дырок CH_1 . Проведенные расчеты показывают, что обнаруженная линия может быть обусловлена переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для очень мелкого нейтрального акцептора в центре КЯ и связанной с ним дырки в соседней КЯ. Такие связанные состояния в принципе могут возникать в неравновесных условиях оптического возбуждения свободных носителей с последующим захватом их ионизованными примесями в гетероструктурах с КЯ. Как видно из рис. 4, первоначально (в малых магнитных полях) энергия такого перехода лишь незначительно превышает энергию циклотронного перехода $0s_1 \rightarrow 1s_1$, и он может не разрешиться в спектре поглощения на фоне соседних линий CI_1 и CH_1 (энергия перехода отстоит от энергии ЦР на величину, меньшую ширины спектральных линий). Однако затем с ростом магнитного поля вследствие уже упоминавшегося пересечения уровней Ландау $1s_1$ и $1a_2$, относящихся к первой и второй подзонам размерного квантования, энергия этого перехода сублинейно зависит от магнитного поля (ср. с кривой 1 на рис. 4) и становится меньше энергии циклотронного перехода (рис. 4). Возможно, что именно с возбуждением таких очень мелких акцепторов связана наблюдаемая в образце № 307 (с несколько более широкой, чем в образце № 306, КЯ — $d_{\text{Ge}} = 300 \text{ \AA}$ — и более узкими линиями ЦР и примесного магнитопоглощения) линия CI_1 , которая расположена всего на 0.15 meV выше линии ЦР дырок CH_1 [8].

Авторы признательны М.Д. Молдавской за многолетнее сотрудничество, заложившее основу настоящей работы, В.Л. Ваку, Ю.Н. Дроздову, А.Н. Панину и Е.А. Усковой за помощь при подготовке экспериментов.

Список литературы

- [1] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.Л. Коротков, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, В.В. Никоноров, Л.В. Парамонов. Письма в ЖЭТФ **65**, 196 (1997).
- [2] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva, D.V. Kozlov, A.L. Korotkov, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya. Phys. Stat. Sol. (b) **210**, 649 (1998).
- [3] В.Я. Алешкин, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. ФТП **34**, 582 (2000).
- [4] V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva, D.V. Kozlov, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, A.V. Novikov. Physica E **7**, 3–4, 608 (2000).
- [5] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, D.B. Veksler, L. Reggian. Phys. Rev. B **66**, 155 336 (2002).
- [6] В.Я. Алешкин, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. Матер. совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н. Новгород (2003). С. 248.
- [7] V.Ya. Aleshkin, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, D.B. Kozlov, O.A. Kuznetsov, D.B. Veksler. Proc. 11th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“. St. Petersburg, Russia (2003). P. 214.
- [8] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. ФТТ **46**, 1, 126 (2004).
- [9] V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva, D.V. Kozlov, O.A. Kuznetsov. Nanotechnology **11**, 4, 348 (2000).
- [10] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1987).
- [11] В.Я. Алешкин, Д.Б. Векслер, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, J. Leotin, F. Yang. Матер. совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н. Новгород (1999). С. 114.
- [12] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, V.L. Vakx, D.B. Beksler. Proc. 6th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“. St. Petersburg, Russia (1999). P. 356.
- [13] В.Я. Алешкин, Д.Б. Векслер, В.Л. Вакс, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, Ф. Янг, М. Гуаран, Ж. Леотен. Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 308 (2000).
- [14] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов, К.Е. Спирин. Матер. совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н. Новгород (2004). С. 129.
- [15] S. Huant, W. Knap, R. Stepniewski, G. Martinez, V. Thierry-Mied, B. Etienne. In: High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II / Ed. G. Landwehr. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer Verlag, Berlin (1989). V. 87. P. 293.
- [16] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов. Матер. совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н. Новгород (2003). С. 318.
- [17] A.V. Dzyubenko. Phys. Lett. A **165**, 357 (1992).
- [18] В.Я. Алешкин, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. ФТТ **46**, 1, 31 (2004).
- [19] С.В. Мешков, Э.И. Рашба. ЖЭТФ **76**, 6, 2206 (1979).