

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

© В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов*, М.Д. Молдавская

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

* Научно-исследовательский физико-технический институт,
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 16 марта 1998 г. Принята к печати 26 марта 1998 г.)

Исследованы спектры субмиллиметровой фотопроводимости напряженных многослойных гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \approx 0.1$), обусловленной возбуждением мелких акцепторных примесей. Установлено, что спектры смещаются в длинноволновую область по сравнению спектрами объемного p -Ge вследствие расщепления подзон легких и тяжелых дырок в слоях германия из-за встроенной деформации и размерного квантования. Вариационным методом выполнены расчеты энергетических спектров мелких акцепторов в объемном германии для случая одноосного растяжения, "эквивалентного" деформации слоев германия в гетероструктурах. Показано, что развитый подход дает удовлетворительное описание спектров в широких ямах (шириной $d_{\text{Ge}} \approx 800 \text{ \AA}$); в более узких квантовых ямах ($d_{\text{Ge}} \approx 200 \text{ \AA}$) проведенные расчеты позволяют качественно интерпретировать наблюдаемые линии и полосы фотопроводимости.

Деформация является одним из инструментов управления энергетическим спектром как свободных, так и связанных носителей заряда. Одноосная деформация понижает симметрию кристалла, что приводит в полупроводниках с вырожденной в точке $\mathbf{k} = 0$ валентной зоной (например, в Ge и Si) к расщеплению подзон легких и тяжелых дырок и перестройке спектра мелких акцепторов. Влияние одноосного сжатия $\mathbf{P} \parallel [001]$ и $\mathbf{P} \parallel [111]$ на спектр мелких акцепторов в объемных германии и кремнии исследовалось ранее теоретически [1–3] и экспериментально [4–6]. Было показано, что одноосное сжатие вызывает расщепление основного и каждого из возбужденных четырехкратно-вырожденных состояний на два двукратно-вырожденных. Поскольку расстояние между подзонами легких и тяжелых дырок линейно возрастает с давлением [1], при увеличении деформации спектр связанных состояний акцептора определяется в основном той из подзон, которая образует потолок валентной зоны. Известно [1], что при $P \neq 0$ закон дисперсии дырок в обеих подзонах становится анизотропным. Задача о движении частицы в кулоновском потенциале вблизи простой анизотропной зоны рассматривалась в работах [2,7], где были выполнены расчеты зависимостей энергий основного и возбужденных состояний примесного центра от параметра анизотропии эффективной массы. В работе [3] проведены расчеты спектра мелкого акцептора в одноосно сжатом германии при произвольной величине деформации.

Настоящая работа посвящена исследованию мелких акцепторов в широких квантовых ямах в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенных на подложках германия на плоскости (111). Под широкой подра-

зумевается квантовая яма, ширина которой превосходит характерную протяженность волновой функции в основном состоянии акцептора. В таких ямах спектр мелких акцепторов в основном определяется деформацией материала ямы, т.е. фактически величиной расщепления подзон легких и тяжелых дырок. Поэтому при расчете энергий связанных состояний эффекты размерного квантования можно в первом приближении учитывать через их влияние на величину расщепления подзон легких и тяжелых дырок.

Как известно, потенциальными ямами для дырок в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ являются слои германия [8]. Если полная толщина гетероструктуры превышает критическую, то слои германия испытывают сжатие в плоскости роста гетероструктуры. Такую деформацию можно рассматривать как всестороннее сжатие и растяжение вдоль оси [111]. Всестороннее сжатие, не понижая симметрию кристалла, приводит к незначительному изменению дырочных масс и поэтому слабо влияет на энергию связи акцепторов. Таким образом, спектр мелких акцепторов в широких слоях германия в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ можно приближенно рассматривать как спектр мелких акцепторов в одноосно растянутом объемном германии. Результаты работы [3] не могут быть использованы для анализа примесных спектров в исследуемых гетероструктурах, так как эти расчеты сделаны для случая сжатия. В настоящей работе выполнены расчеты спектра мелких акцепторов в одноосно растянутом в направлении [111] германии при произвольной величине деформации с помощью вариационного метода, развитого в работе [9] для расчета уровней акцептора в недеформированном германии.

Метод расчета и полученные результаты

Гамильтониан Латтинжера [10], описывающий легкие и тяжелые дырки, в декартовой системе координат $\hat{x} \parallel [1\bar{1}0]$, $\hat{y} \parallel [11\bar{2}]$, $\hat{z} \parallel [111]$ имеет вид

$$H_L = \frac{\hbar^2}{2m_0} \begin{pmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{pmatrix},$$

$$F = A(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + \frac{D}{2\sqrt{3}}(k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)$$

$$+ \left\{ a\varepsilon + \frac{d}{2\sqrt{3}}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz}) \right\} \frac{2m_0}{\hbar^2},$$

$$G = A(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) - \frac{D}{2\sqrt{3}}(k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)$$

$$+ \left\{ a\varepsilon - \frac{d}{2\sqrt{3}}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz}) \right\} \frac{2m_0}{\hbar^2},$$

$$H = \frac{i}{\sqrt{3}} \left(B - \frac{D}{\sqrt{3}} \right) k_+^2 - \frac{2i}{\sqrt{3}} \left(B + \frac{D}{2\sqrt{3}} \right) k_z k_-,$$

$$I = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(B + \frac{2D}{\sqrt{3}} \right) k_-^2 - \sqrt{\frac{2}{3}} \left(B - \frac{D}{\sqrt{3}} \right) k_z k_+,$$

где A, B, D — постоянные, определяющие закон дисперсии дырок; m_0 — масса свободного электрона; a, d — постоянные, определяющие изменение спектра дырок при деформации [1]; $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, ε_{ij} — компоненты тензора деформации, $\varepsilon = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$. Все отличные от нуля компоненты тензора деформации могут быть выражены через ε_{xx} :

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy},$$

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2(C_{11} + 2C_{12} - 2C_{44})}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} \varepsilon_{xx} = -0.369\varepsilon_{xx},$$

где C_{ij} — элементы тензора упругих жесткостей [11]. Величина ε_{xx} линейно связана с растягивающим напряжением (давлением)

$$P = -\frac{6C_{44}(C_{11} + 2C_{12})}{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}} \varepsilon_{xx} = 183.3\varepsilon_{xx} \text{ ГПа.}$$

В одноосно деформированном вдоль направления [111] германии центру зоны Бриллюэна соответствует точечная группа симметрии D_{3d} . Этой же группой симметрии обладает точка L в недеформированном германии. Поэтому волновые функции акцепторов в деформированном материале будут преобразовываться по до-

полнительным представлениям двойной группы в точке L . Существует 6 дополнительных неприводимых представлений группы D_{3d} : $L_4^{\pm}, L_5^{\pm}, L_6^{\pm}$ [12]. Волновая функция основного состояния акцептора преобразуется по неприводимому представлению, соответствующему потолку валентной зоны. В недеформированном германии потолку валентной зоны соответствует четырехмерное представление Γ_8^+ [12]. Это представление следующим образом разлагается на неприводимые представления группы D_{3d} :

$$\Gamma_8^+ = L_4^+ + L_5^+ + L_6^+.$$

Представления L_4^+ и L_5^+ одномерны и комплексно сопряжены друг с другом, поэтому они должны рассматриваться как одно двумерное неприводимое представление для преобразования волновых функций $L_{4,5}^+$ [13]. Представление L_6^+ двумерно. Как уже отмечалось, одноосная деформация снимает вырождение подзон легких и тяжелых дырок в точке $\mathbf{k} = 0$. При этом волновые функции, соответствующие состояниям с проекцией полного момента на ось деформации $\pm 3/2$ (тяжелые дырки), преобразуются по представлению $L_{4,5}^+$. Волновые функции состояний с проекцией полного момента на ось деформации $\pm 1/2$ (легкие дырки) преобразуются по представлению L_6^+ . Отметим, что у определенных как тяжелые дырок масса в направлении [111] больше, чем у легких (почти в 10 раз). Вообще говоря, это утверждение несправедливо для других направлений. В одноосно растянутом германии потолок валентной зоны образован состояниями тяжелых дырок, а в одноосно сжатом — легких.

Для расчета спектров состояний мелкого акцептора в работе использовался вариационный метод. Исходя из симметрии задачи и используя теорию групп аналогично [9], можно минимизировать число вариационных параметров и выбрать пробные волновые функции для расщепляющегося основного состояния, преобразующиеся по представлениям $L_{4,5}^+$ и L_6^+ в следующем виде:

$$\Psi_h = c_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} \exp\left(\frac{-\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f}\right) + \left\{ c_2 [\rho^2 - 2(qz)^2] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} + c_3 \rho^2 \begin{pmatrix} 0 \\ ie^{-2i\varphi} \\ e^{2i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} \right\} + c_4 \rho z \begin{pmatrix} 0 \\ -ie^{i\varphi} \\ e^{-i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\left(\frac{-\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right), \quad (1)$$

$$\Psi_l = c_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp\left(\frac{-\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f}\right) + \left\{ c_2[\rho^2 - (qz)^2] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + i\rho z \begin{pmatrix} c_3 e^{i\varphi} + c_4 e^{-i\varphi} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + i\rho^2 \begin{pmatrix} c_5 e^{2i\varphi} + c_6 e^{-2i\varphi} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right\} \exp\left(\frac{-\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right). \quad (2)$$

Здесь Ψ_h и Ψ_l преобразуются по представлениям $L_{4,5}^+$ и L_6^+ соответственно; $\rho^2 = x^2 + y^2$, φ — угол радиус-вектора в плоскости $xу$; c_i , q , f , b — вариационные параметры.

Рассчитанные зависимости энергий расщепленного основного состояния акцептора $L_{4,5}^+$ (с волновой функцией (1)) и L_6^+ (с волновой функцией (2)) от величины деформации ε_{xx} приведены рис. 1. Начало отсчета энергии соответствует краю подзоны тяжелых дырок. Полученная в работе энергия ионизации основного состояния акцептора для случая $P = 0$ равна 8.87 мэВ, что хорошо согласуется с величиной 8.83 мэВ, полученной в [9]. При больших деформациях ($\varepsilon_{xx} > 15 \cdot 10^{-3}$) энергия ионизации основного состояния выходит на асимптотическое значение 5.57 мэВ, которое хорошо согласуется

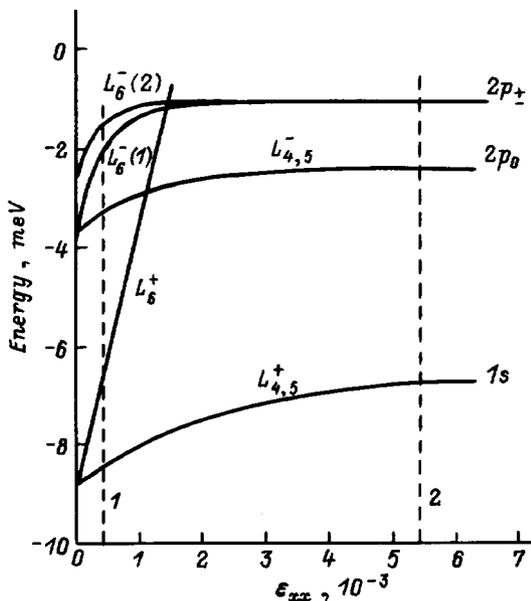


Рис. 1. Зависимости энергий связи основного и нижних возбужденных состояний акцептора в одноосно растянутом вдоль (111) германии от величины деформации. Вертикальными линиями отмечены значения эффективной деформации, соответствующие расщеплению подзон легких и тяжелых дырок в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x 309 (1) и 306 (2) с учетом размерного квантования.

с расчетом в модели простой зоны с анизотропной массой [14].

На рис. 2 представлены зависимости масштабов локализации волновой функции основного состояния вдоль оси деформации и в перпендикулярном направлении от величины деформации. Хорошо видно, что радиус локализации ("боровский" радиус) вдоль направления растяжения уменьшается с ростом деформации до 4.0 нм, а в перпендикулярном направлении увеличивается. Такое поведение объясняется изменением масс в соответствующих направлениях [1].

Рассмотрим теперь возбужденные состояния p -типа. Волновые функции таких состояний являются нечетными по отношению к преобразованию инверсии, и поэтому им соответствуют неприводимые представления $L_{4,5}^-$ или L_6^- . Отметим, что дипольные переходы с основного состояния разрешены в нечетные состояния и запрещены в четные.

В соответствии с симметрией задачи (см. [9]) пробные волновые функции, преобразующиеся по представлениям $L_{4,5}^-$ и L_6^- , могут быть представлены в следующем виде. Для $L_{4,5}^-$:

$$\Psi_{4,5} = c_1 z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f}\right] + ic_2 \rho \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\varphi} \\ ie^{-i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f}\right] + c_3 z \left(z^2 - \frac{1}{5}r^2\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ i \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right] + ic_4 \rho \left(z^2 - \frac{3}{5}r^2\right) \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\varphi} \\ ie^{-i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right] + ic_5 \rho^2 z \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-2i\varphi} \\ ie^{2i\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right] + c_6 \rho^3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ ie^{-3i\varphi} \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right] + c_7 \rho^3 \begin{pmatrix} e^{-3i\varphi} \\ 0 \\ 0 \\ ie^{3i\varphi} \end{pmatrix} \exp\left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b}\right]. \quad (3)$$

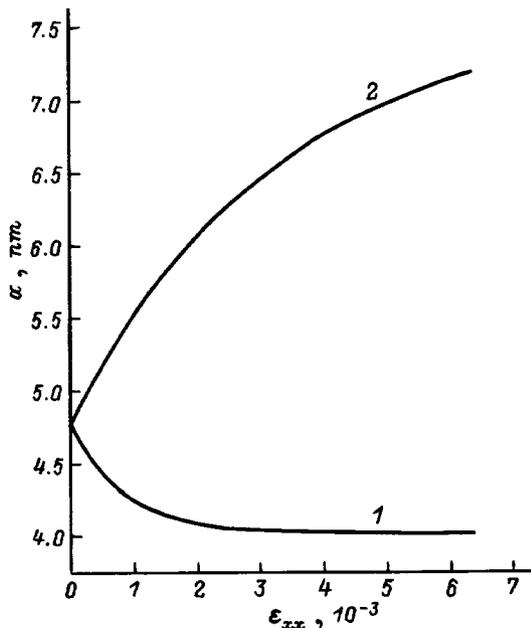


Рис. 2. Зависимости продольного (вдоль оси растяжения, 1) и поперечного (2) масштабов локализации *a* волновой функции основного состояния акцептора в германии, одноосно растянутом вдоль (111), от величины деформации.

Для L_6^- :

$$\begin{aligned} \Psi_6 = & c_1 z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f} \right] \\ & + \rho \begin{pmatrix} i(c_2 e^{i\varphi} + c_3 e^{-i\varphi}) \\ c_4 e^{-i\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{f} \right] \\ & + c_5 z \left(z^2 - \frac{1}{5} r^2 \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b} \right] \\ & + \rho \left(z^2 - \frac{3}{5} r^2 \right) \begin{pmatrix} i(c_6 e^{i\varphi} + c_7 e^{-i\varphi}) \\ c_8 e^{-i\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b} \right] \\ & + i\rho^2 z \begin{pmatrix} c_9 e^{2i\varphi} + c_{10} e^{-2i\varphi} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b} \right] \\ & + \rho^3 \begin{pmatrix} c_{11} e^{3i\varphi} + c_{12} e^{-3i\varphi} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\sqrt{\rho^2 + (qz)^2}}{b} \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь c_i, q, f, b — вариационные параметры.

В работе найдено два возбужденных состояния с волновыми функциями (4) $L_6^-(1)$ и $L_6^-(2)$. При нахождении второго состояния на вариационные параметры было наложено дополнительное условие: требование ортогональности к нижнему состоянию функции (4). Для состояний типа (3) было найдено только нижнее возбужденное состояние, поскольку второе с ростом деформации быстро выходит в непрерывный спектр. Зависимости энергий рассчитанных возбужденных состояний акцептора от величины деформации ϵ_{xx} также представлены на рис. 1. Справа отмечены соответствующие в пределе больших деформаций состояния акцептора вблизи простой анизотропной зоны ($1s, 2p_0, 2p_{\pm}$). Видно, что энергии возбужденных уровней быстрее выходят на асимптотические значения, чем энергия основного состояния, что связано, очевидно, с меньшей энергией связи возбужденных состояний.

Экспериментальные результаты. Сопоставление с расчетом

Исследуемые напряженные многослойные гетероструктуры Ge/Ge_{1-x}Si_x ($x \approx 0.1$, толщина слоя германия $d_{Ge} \approx 200 \div 800 \text{ \AA}$, толщина слоя твердого раствора $d_{GeSi} \approx 200 \text{ \AA}$) были выращены газофазным гидридным методом на подложках Ge (111). Число периодов выбиралось достаточно большим ($n = 80 \div 160$) для того, чтобы полная толщина гетероструктуры превышала критическую. При этом на границе гетероструктуры и подложки происходит релаксация упругих напряжений, период решетки в плоскости роста в гетероструктуре уже не совпадает с периодом решетки подложки (он определяется главным образом средним содержанием кремния в гетероструктуре), и слои германия в гетероструктуре оказываются двусно сжатыми. Таким образом, можно управлять деформацией слоев германия путем изменения доли кремния x в сплаве Ge_{1-x}Si_x или толщин слоев. В работе исследованы гетероструктуры двух типов, отличающиеся шириной ям. Образец 309, первого типа ($x = 0.07, d_{GeSi} = 200 \text{ \AA}, n = 83$) имел толстые ($d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$) и соответственно слабо деформированные ($\epsilon_{xx} = 0.46 \cdot 10^{-3}$) германиевые слои. Вторая серия состояла из нескольких образцов ($x = 0.11 \div 0.15, d_{GeSi} \approx 200 \text{ \AA}, n = 80 \div 160$) с более тонкими ($d_{Ge} \approx 200 \text{ \AA}$) и, следовательно, сильно деформированными ($\epsilon_{xx} = (0.9 \div 2.1) \cdot 10^{-3}$) слоями германия. Спектры этих образцов были измерены ранее [14]. Спектры субмиллиметровой фотопроводимости гетероструктур измерялись с помощью фурье-спектрометра "BOMEM DA3.36" при температуре $T = 4.2 \text{ K}$.

Спектр примесной фотопроводимости образца с толстыми слоями германия показан на рис. 3, *a*. Спектр в целом сдвинут в длинноволновую область по сравнению со спектром объемного *p*-Ge (энергия максимума $\hbar\omega_{\max} \approx 12 \text{ мэВ}$ — см., например, [15]) и состоит из линии при $\hbar\omega \approx 5.3 \text{ мэВ}$ и широкой полосы

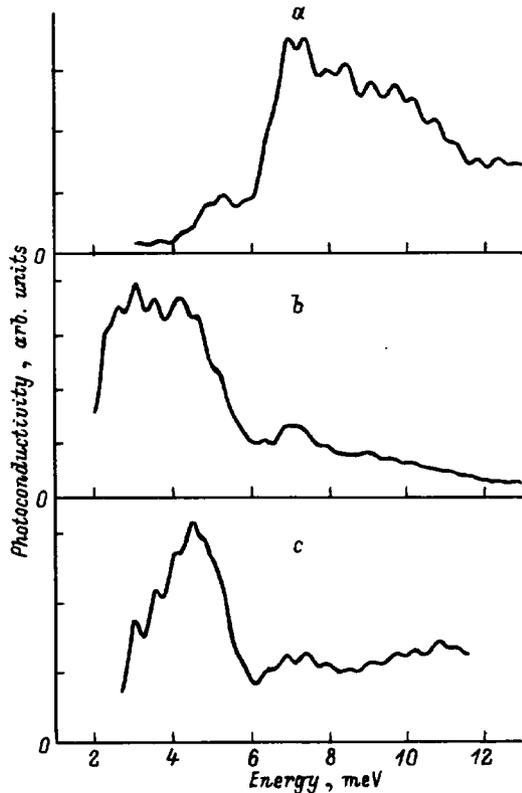


Рис. 3. Спектры фотопроводимости гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ при $T = 4.2\text{ K}$. *a* — гетероструктура 309, нелегированная, $x = 0.07$, $d_{\text{Ge}} = 800\text{ \AA}$, $d_{\text{GeSi}} \approx 200\text{ \AA}$, $n = 83$, $\varepsilon_{xx} = 0.46 \cdot 10^{-3}$; *b* — гетероструктура 306, нелегированная, $x = 0.12$, $d_{\text{Ge}} = 200\text{ \AA}$, $d_{\text{GeSi}} \approx 200\text{ \AA}$, $n = 162$, $\varepsilon_{xx} = 2.1 \cdot 10^{-3}$; *c* — гетероструктура 379, центры ям легированы бором, $x = 0.15$, $d_{\text{Ge}} = 200\text{ \AA}$, $d_{\text{GeSi}} \approx 200\text{ \AA}$, $n = 81$, $\varepsilon_{xx} = 0.9 \cdot 10^{-3}$.

$\hbar\omega = 7.4 \div 10\text{ мэВ}$. В этом образце эффекты размерного квантования незначительны, и спектр фотопроводимости хорошо согласуется с описанной выше теоретической моделью (рис. 1; соответствующая образцу 309 деформация отмечена вертикальной линией 1). Линия $\hbar\omega \approx 5.3\text{ мэВ}$ соответствует переходу из основного состояния $L_{4,5}^+$ в первое возбужденное состояние $L_{4,5}^-$. Расстояние между уровнями $L_{4,5}^+$ и $L_6^-(1)$ составляет 7.1 мэВ , что хорошо согласуется с началом коротковолновой полосы в спектре на рис. 3, *a*. Фотопроводимость в области более высоких частот в этом случае может быть связана с переходами в вышележащие возбужденные состояния и в континуум, а также в отщепленную подзону легких дырок (расщепление подзон в этом образце составляет $\Delta = 3\text{ мэВ}$).

Спектры гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с более тонкими слоями германия показаны на рис. 3, *b, c*. Видно, что эти спектры еще более смещены в область низких частот; общими особенностями в спектрах являются линия $\hbar\omega \approx 6.9\text{ мэВ}$ и интенсивная полоса $\hbar\omega = 3 \div 5\text{ мэВ}$. Очевидно, что в гетероструктурах с узкими слоями

германия эффекты размерного квантования будут более существенны. Как уже отмечалось, в исследуемых структурах из-за деформации массы легких и тяжелых дырок вдоль оси [111], т. е. направления роста структуры, отличаются на порядок. Это приводит к дополнительному расщеплению подзон легких и тяжелых дырок за счет размерного квантования. В работе этот эффект учитывался путем введения эффективной деформации ε_{eff} , соответствующей полному рассчитанному для заданных ε_{xx} и d_{Ge} расщеплению подзон [16] (на рис. 1 вертикальной линией 2 отмечена величина ε_{eff} для образца 306). Из сопоставления рис. 1 и 3, *b, c* видно, что линия $\hbar\omega \approx 6.9\text{ мэВ}$ хорошо согласуется с переходом из основного состояния в континуум. Наиболее интенсивная полоса в спектре, по-видимому, должна соответствовать переходам из основного состояния в состояния $L_6^-(1)$ и $L_6^-(2)$, т. е. переходам типа $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ (поскольку при большом расщеплении подзон спектр становится подобным спектру донора и переход в нижележащее состояние $L_{4,5}^- (2p_0)$ при нормальном падении света запрещен). Из рис. 1 видно, что такому переходу должна соответствовать линия при $\hbar\omega \approx 5.5\text{ мэВ}$, в то время как в экспериментальных спектрах коротковолновой границе интенсивной полосы фотопроводимости соответствует энергия кванта $\hbar\omega \approx 50\text{ мэВ}$. Это расхождение говорит о необходимости более точно учитывать эффекты размерного квантования в структурах с тонкими слоями германия. Длинноволновый хвост полосы $\hbar\omega = 3 \div 5\text{ мэВ}$ может быть объяснен зависимостью энергии связи акцептора от его положения в яме: в центре ямы энергия максимальна и уменьшается при движении иона к барьеру [17]. Дополнительная структура в районе $1.8 \div 3\text{ мэВ}$, наблюдавшаяся в образце 306, может быть связана с фотовозбуждением A^+ -центров, которые образуются при захвате нейтральным акцептором в квантовой яме дополнительной дырки [18].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 97-02-16326), МНТП России "Физика твердых наноструктур" (проект 97-1069) и "Физика микроволн" (проект 4.5), ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов" (подпрограмма "Фундаментальная спектроскопия", проект 7.8), программы "Ведущие научные школы" (грант 96-15-96719) и ФЦП "Интеграция" (проекты 540, 541).

Список литературы

- [1] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [2] J. Broeckx, P. Clauws, J. Vennik. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **19**, 511 (1986).
- [3] J. Broeckx, J. Vennik. *Phys. Rev. B*, **35**, 6165 (1987).
- [4] D.H. Dickey, J.O. Dimmock. *J. Phys. Chem. Sol.*, **28**, 529 (1967).
- [5] A.G. Kazanskii, P.L. Richards, E.E. Haller. *Sol. St. Commun.*, **24**, 603 (1977).

- [6] A.D. Martin, P. Fisher, C.A. Freeth, E.H. Salib, P.E. Simmonds. Phys. Lett., **99A**, 391 (1983).
- [7] R.A. Foulkner. Phys. Rev., **184**, 713 (1969).
- [8] Л.К. Орлов, О.А. Кузнецов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, В.И. Гавриленко, О.А. Миронов, В.В. Никоноров, И.Ю. Скрылев, С.В. Чистяков. ЖЭТФ, **98**, 1028 (1990).
- [9] D. Schechter. J. Phys. Chem. Sol., **23**, 237 (1962).
- [10] J.M. Luttinger. Phys. Rev., **102**, 1030 (1955).
- [11] А.Л. Полякова. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов (М., Энергия 1979).
- [12] Ф. Бассани, Дж.П. Паравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах (М., Наука 1982).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Квантовая механика (М., Наука, 1987).
- [14] В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.Л. Коротков, З.Ф. Кrasil'ник, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, В.В. Никоноров, Л.В. Парамонов. Письма ЖЭТФ, **65**, 194 (1997).
- [15] R.L. Jones, P. Fisher. Phys. Rev. B, 2016 (1970).
- [16] V.Ya. Aleshkin, N.A. Bekin, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilinko, Z.F. Krasil'nik, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, V.V. Nikonov, V.M. Tsvetkov. Lithuanian J. Phys., **35**, 368 (1995).
- [17] A.A. Reeder, J.-M. Mercy, B.D. McCombe. IEEE J. Quant. Electron., **24** (1988).
- [18] S. Holms, J.-P. Cheng, B.D. McCombe, W. Schaff. Phys. Rev. Lett., **69**, 2571 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Shallow acceptors in strained multi-quantum-well Ge/Ge_{1-x}Si_x heterostructures

V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva,
D.V. Kozlov, O.A. Kuznetsov*, M.D. Moldavskaya

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603600 N. Novgorod, Russia

* Physicotechnical Research Institute,
N.I. Lobachevsky Nizhny Novgorod State University,
603600 N. Novgorod, Russia

Abstract A study has been made of far infrared photoconductivity spectra due to excitation of shallow acceptors in strained multi-quantum well Ge/Ge_{1-x}Si_x ($x \approx 0.1$) heterostructures. The spectra are shown to shift to the long-wavelength side of the far infrared range, compared with those in bulk *p*-Ge, owing to the "built-in" deformation and size quantization with subsequent splitting of light and heavy holes subbands in Ge layers. The shallow acceptors spectra in bulk germanium under uniaxial tension, which is "equivalent" to the deformation of Ge layers in the heterostructures, were calculated by a variational technique. The method is appropriate for the wide quantum wells ($d_{Ge} \approx 800 \text{ \AA}$); in the case of narrower wells ($d_{Ge} \approx 200 \text{ \AA}$) the calculations are shown to qualitatively account for the photoconductivity spectra obtained.

Fax: (831)675553

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