

УДК 621.315.592

© 1990

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХРЕШЕТОК Ge—Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> С НАПРЯЖЕННЫМИ СЛОЯМИ

Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, Р. А. Рубцова,  
Ю. А. Романов, А. Л. Чернов

Построены энергетические диаграммы в напряженных сверхрешетках (СР) Ge—Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, выращенных на Ge-подложках с буферным подслоем Ge<sub>1-y</sub>Si<sub>y</sub>. Параметры зонного спектра структур сопоставляются с особенностями в спектрах электроотражения света от поверхности образцов. Экспериментально наблюдаемые в селективно-легированных СР значения холловской подвижности дырок обнаруживают значительный рост при понижении температуры, согласуясь с выводами теоретической модели. Проанализирована роль упругой деформации слоев СР в данном эффекте.

В последние годы повышенный интерес вызывают сверхрешетки (СР) с напряженными слоями [1], в которых наряду с размерными существенную роль играют деформационные эффекты. Однородная в плоскости слоев деформация приводит к снятию вырождения в зоне Бриллюэна и смещению краев энергетических зон, что было обнаружено, в частности, при исследовании спектров электроотражения света от СР Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> и Ge—Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, выращенных соответственно на подложках Si и Ge [2, 3]. Принципиальной особенностью данных СР является возможность управления их оптическими характеристиками в важном для оптоэлектроники ближнем ИК-диапазоне частот [4, 5] при одновременном достижении в их объеме высоких значений электрических параметров.

Эффект увеличения электронной подвижности вдоль плоскости слоев Si селективно легированных СР Si—Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> наблюдался в работе [6]. Экспериментальное исследование этого эффекта позволило построить эмпирическую модель спектра электронов в слоях гетеросистемы, согласующуюся с выводами теории [7]. В настоящей работе развитый в [7] метод построения зонных энергетических диаграмм в слоях СР Si—Ge распространен на СР Ge—Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, выращенные на буферном слое Ge<sub>1-y</sub>Si<sub>y</sub>. Для них в зависимости от величины упругой деформации слоев изучен характер модуляции краев энергетических зон. Выводы теории сопоставляются с положением пиков в спектрах электроотражения света от поверхности структур и с результатами холловских измерений подвижности дырок в СР.

Важнейшим параметром системы является величина разрыва одной из зон на гетерограницах СР. В работе [7] найдены усредненные по положениям подзон (т. е. без учета сдвига вследствие спин-орбитального и деформационного взаимодействий) разрывы края валентной зоны  $\delta\bar{E}_v$  (Si—Ge) на гетеропереходе Si—Ge в периодической системе, выращенной на Ge ( $\delta\bar{E}_v = 0.56$  эВ) либо Si ( $\delta\bar{E}_v = 0.58$  эВ) подложках. Основываясь на этих результатах, для оценки энергии  $\delta\bar{E}_v$  на гетерограницах СР Ge—Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, выращенной на буферном слое Ge<sub>1-y</sub>Si<sub>y</sub>, можно написать следующую интерполяционную формулу:

$$\delta\bar{E}_v(\text{Ge—Ge}_{1-x}\text{Si}_x), \text{ эВ} = (0.56 + 0.02x_\xi) x, \quad (1)$$

где  $\bar{x}_i = (a_{Ge}^0 - a_{Ge}) / (a_{Ge}^0 - a_{Si}^0)$  — среднее с учетом деформации структуры содержание Si в СР,  $a^0$  — постоянная решетки ненапряженного материала;  $a_{Ge}$  — постоянная решетки слоя Ge в СР вдоль его плоскости роста. Для когерентных слоев Ge и  $Ge_{1-x}Si_x$  в СР  $a_{Ge} = a_{GeSi} = a_{Ge}^0 - (a_{Ge}^0 - a_{Si}^0)x(1 - \xi)$ , где  $x$  — среднее содержание кремния в структуре,  $\xi$  — относительная величина упругого воздействия на СР со стороны подложки.

Расщепления дырочных ( $l, h$ ) подзон и электронных ( $i, j$ ) долин относительно их среднего положения и ширина запрещенной зоны  $E_g$  в каждом из слоев напряженной СР могут быть вычислены с использованием известных формул [8, 9]. В рассматриваемых нами структурах (ось нормали  $n$  к плоскости роста СР совпадает с одной из кристаллографических осей симметрии) полную деформацию каждого слоя СР можно представить в виде суммы изотропной (всестороннее сжатие или растяжение) и одноосной деформаций. Первая описывается компонентами  $\epsilon_{\alpha\alpha} = \epsilon_{\parallel}$  ( $\alpha = x, y, z$ ) тензора деформаций, вторая — компонентой  $\epsilon_{zz} = \epsilon_n = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}$ . Отличные от нуля компоненты тензора упругой деформации  $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\perp, \parallel}$  в слоях СР не являются независимыми и в общем случае связаны друг с другом соотношением

$$\epsilon_{\perp} = -2\epsilon_{\parallel} \frac{C_{12} + \kappa(C_{11} - C_{12} - 2C_{44})}{C_{11} - 2\kappa(C_{11} - C_{12} - 2C_{44})}, \quad (2)$$

где  $\kappa = n_x^2 n_y^2 + n_x^2 n_z^2 + n_y^2 n_z^2$ ; ( $X, Y, Z$ ) — система координат, связанная с главными кристаллографическими осями;  $C_{ij}$  — константы упругости. В нашем случае для слоев Ge и  $Ge_{1-x}Si_x$  соответственно имеем  $\epsilon_{\perp}(\text{Ge}) = -0.415 \epsilon_{\parallel}(\text{Ge})$ ,  $\epsilon_{\perp}(\text{GeSi}) = -\epsilon_{\parallel}(\text{GeSi})[(6.67 + 2.57x)/(16.07 + 4.47x)]$ .

Одноосная деформация слоя понижает симметрию его кристаллической решетки, приводя к снятию вырождения энергетического спектра. Соответствующие формулы, описывающие связь сдвига и расщепления краев зон с тензором деформаций, ради удобства изложения приведены ниже. В многодолинных полупроводниках сдвиг в энергетическом пространстве долины  $i$  с ориентацией, определяемой единичным вектором  $k^i$ , дается формулой

$$\Delta E_g^i = (\theta_a \delta_{\alpha\beta} + \theta_u k_{\alpha}^i k_{\beta}^i) \epsilon_{\alpha\beta}. \quad (3)$$

При одноосной деформации вдоль оси [111] расщепление  $L$ -долин равно

$$\delta E_g^{i,j} = \Delta E_g^i(2) - \Delta E_g^j(6) = \frac{8}{9} \theta_u (\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}) \approx 14.4 (\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}). \quad (4)$$

Если слой сжат (растянут) вдоль оси СР, то группа из двух долин лежит ниже (выше) группы из шести долин. В дальнейшем при расчетах направление оси СР будем выбирать вдоль [111], что соответствует рассматриваемой ниже экспериментальной ситуации. Сдвиг краев дырочных подзон в слоях СР вследствие спин-орбитального взаимодействия и упругой деформации в этом случае равен

$$\begin{aligned} \Delta E_v^h &= \frac{\Delta_0}{3} - \frac{\delta E_v^{lh}}{2}, & \delta E_v^{lh} &= \frac{2}{\sqrt{3}} d (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \approx 6 (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}), \\ \Delta E_v^{l(*)} &= -\frac{\Delta_0}{6} + \frac{\delta E_v^{lh}}{4} \pm \frac{1}{2} (\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E_v^{lh} + (3\delta E_v^{lh}/2)^2)^{0.5}. \end{aligned} \quad (5)$$

Среднее без учета расщеплений изменение ширины запрещенной зоны в отдельном слое равно

$$\overline{\Delta E_g} = \overline{\Delta E_c} + \overline{\Delta E_v} = \left( \theta_a + \frac{\theta_u}{3} - a \right) \text{Sp}(\epsilon_{\alpha\beta}) \approx -2(2\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}). \quad (6)$$

В (3)—(6)  $\theta_a, \theta_u, a, d$  — константы деформационного потенциала;  $\delta_{\alpha\beta}$  — символ Кронекера;  $\Delta_0$  — спин-орбитальное расщепление в ненапряженном материале;  $\delta E_v^{lh}$  — величины расщепления  $l$  и  $h$  дырочных подзон. Зона  $h$ -дырок лежит выше (ниже) зоны  $l$ -дырок, если слой растянут (сжат) в направлении оси СР. Для Ge  $\theta_a \approx 5.6$  эВ,  $\theta_u \approx 16.2$  эВ,  $d \approx 5.3$  эВ,  $\theta_a +$

$+0_u/3 - a \approx -2.0$  эВ,  $\Delta_0 \approx 0.28$  эВ,  $E_{g0} \approx 0.65$  эВ. Указанные значения деформационных констант приняты и для слоев твердого раствора. Для  $\Delta_0(\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x)$  и  $E_{g0}(\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x)$  выбраны линейные аппроксимации по  $x$ .

Формулы (1)–(6) позволяют рассчитать положения краев энергетических зон и оценить амплитуду периодического потенциала для электронов и дырок в нелегированной СР с резкими гетерограницами. На рис. 1, а показано, как меняются значения энергий, соответствующие положениям краев подзон валентной зоны  $E_{v,j}^{l,h,s}$  и расщепившихся долин зоны про-

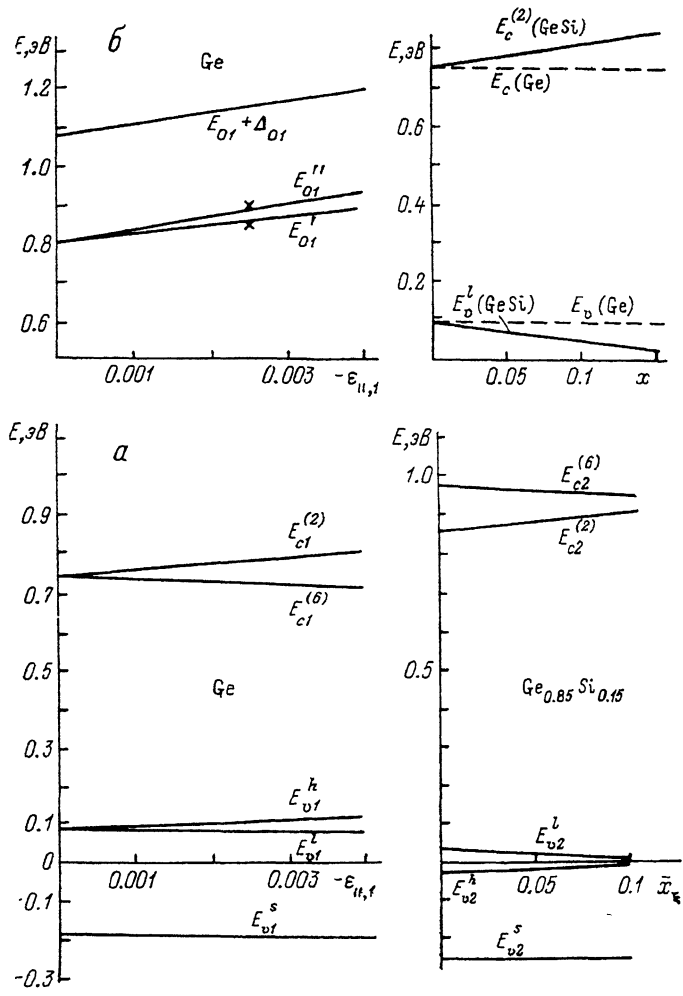


Рис. 1.

водимости  $E_{c,j}^{2,6}$  в зависимости от величины упругой деформации  $\epsilon_{1,1}$  в слоях Ge ( $j=1$ ) и от «среднего» содержания Si в СР с учетом упругого воздействия подложки  $\bar{x}_2$  в слоях твердого раствора  $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}$  ( $j=2$ ). Зонные энергетические диаграммы, рассчитанные для конкретных структур, выращенных газовым гидридным методом, с параметрами: числом периодов  $N=90$  (а), 180 (б), 15 (е), толщинами слоев Ge  $d_1 \approx 30.5$  (а), 9 (б), 26 нм (е), толщинами слоев твердого раствора  $d_2 \approx 21.5$  (а), 9 (б), 26 нм (е), содержанием Si в слоях  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$   $x$  (ат. %)  $\approx 17.5$  (а), 13 (б), 18 (е) представлены на рис. 2. Упругое воздействие подложки на СР в этих структурах, по данным рентгенодифракционного анализа, составляло  $\xi$  (%)  $\approx 13.4$  (а), 20 (б), 25 (е). СР а, б были выращены непосредственно на подложке Ge, СР в — на буферном подслое  $\text{Ge}_{0.09}\text{Si}_{0.91}$  толщиной 1.5 мкм. Рассчитанные значения ширины запрещенной зоны деформированных

слоев Ge ( $E_{g1}$ , эВ) равны 0.630 (а), 0.626 (б), 0.629 (в). Все остальные величины на рис. 2 приведены в соответствующем масштабе. Упругие деформации  $\varepsilon_{\parallel, 1}$  в слоях Ge для образцов равны  $-0.0024$  (а),  $-0.0030$  (б),  $-0.0027$  (в).

Зависимости энергий прямых электронных переходов ( $E'_{0,1}$ ,  $E_{01} + \Delta_{01}$ ) в слоях СР в зависимости от упругой деформации системы ориенти-

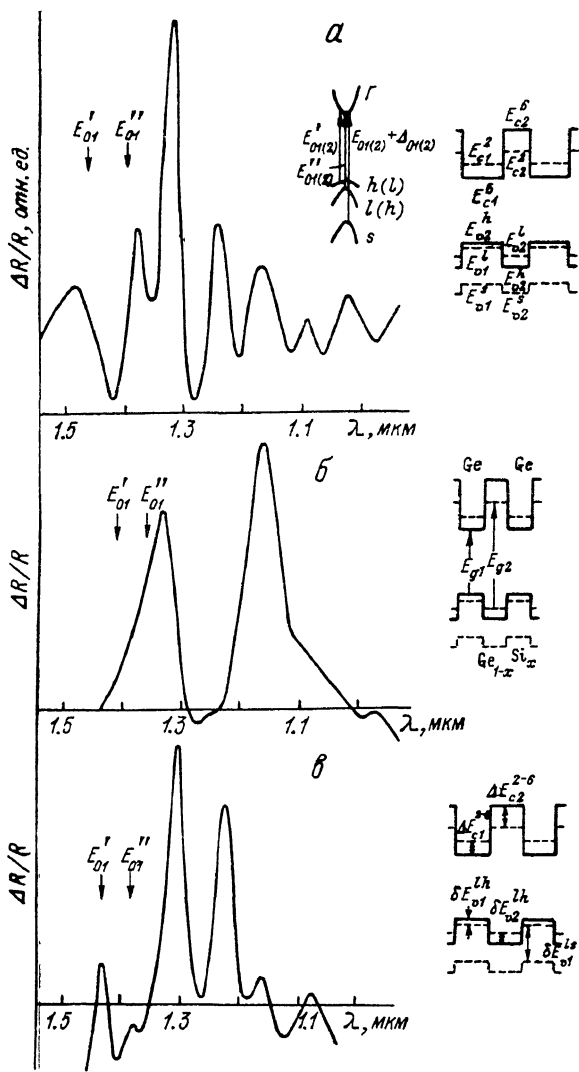


Рис. 2.

ровочно представлены на рис. 1, б. Для структур а—в соответствующие значения энергий в слоях Ge изображены на рис. 2 стрелками, которые сопоставляются с положением пиков в спектрах электроотражения (ЭО) света, снятых от поверхности указанных структур в ближнем ИК-диапазоне частот при комнатной температуре [3]. Положение особенностей на спектральных кривых в большинстве рассмотренных случаев согласуется с рассчитанными значениями энергий в точках Ван—Хова. Для структуры в наблюдаемое положение низкоэнергетичных пиков на спектральных кривых отмечено на рис. 1, б крестами. Соответствующее для слоев Ge значение упругой деформации равно  $\varepsilon_{\parallel, 1} \approx 0.0022$ , что в пределах точности измерений согласуется с данными рентгенодифракционных исследований ( $\varepsilon_{\parallel, 1} \approx 0.0025$ ). Данному значению  $\varepsilon_{\parallel, 1}$  соответствует положение стрелок

на рис. 2, в. Наблюдаемое небольшое несоответствие пиков на спектральных кривых и стрелок на рис. 2 связано с неточностью в выборе значений упругих констант и деформационных потенциалов в слоях, с отличием измеряемых дифракционным методом усредненных по всей структуре значений  $x$ ,  $x$  и  $\xi$  от истинных значений указанных величин в приповерхностной ( $\sim 0.1 \div 0.3$  мкм) области СР, а также с более сложной, чем простой резонансный контур, формой особенностей на кривых, возникающей вследствие дифференцирования спектра отражения света [10]. Можно предположить, что пики с максимальной амплитудой с наибольшей вероятностью соответствуют прямым электронным переходам в слоях твердого раствора, так как модуляция положения краев зон в них электрическим полем из-за отсутствия экранировки свободными носителями заряда происходит более эффективно.

Основными причинами, обуславливающими появление дополнительных особенностей в спектрах ЭО света от поверхности данных СР, являются перестройка спектра носителей заряда при деформации системы

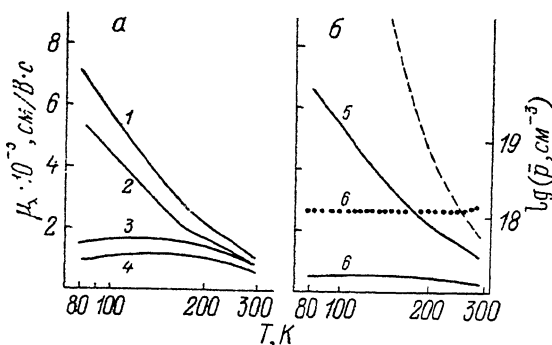


Рис. 3.

(возникновение новых критических точек Ван—Хова в  $k$ -пространстве при расщеплении подзон), а также существование периодической неоднородности (в рассматриваемом случае состава материала) вдоль направления роста структуры [3]. Упругая деформация слоев Ge, возрастающая с введением буфера и увеличением среднего содержания Si в структуре, обуславливает сдвиг края полосы поглощения в более коротковолновую область спектра (см. кривые на рис. 2).

Проведенные расчеты и измерения позволяют сделать следующие выводы. Выращивание между СР  $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  и Ge подложкой буферного подслоя  $\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y$  изменяет характер распределения упругих напряжений между слоями. При этом возможен плавный переход от структур, в которых напряжены в основном только слои Ge, к структурам, в которых напряжены только слои твердого раствора. Более того, введение в систему буферного подслоя при отсутствии пластической деформации открывает возможность управления (путем изменения его состава и толщины) параметрами дополнительного периодического потенциала, а следовательно, и параметрами энергетического спектра электронов и дырок в СР. В зависимости от состава СР  $\text{Si}_{1-x_1}\text{Ge}_{x_1}-\text{Si}_{1-x_2}\text{Ge}_{x_2}$  реализуется ковариантная либо контрвариантная структура краев энергетических зон. В рассматриваемых нами напряженных СР как дырки, так и электроны локализуются в слоях Ge, вследствие чего их подвижность при селективном легировании структуры может существенно превышать подвижность носителей заряда однородно легированного до такой же степени толстого эпитаксиального слоя Ge.

Для проверки последнего утверждения нами проведены температурные измерения холловской подвижности  $\mu_x$  дырок вдоль плоскости роста СР  $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (рис. 3). СР  $p$ -типа проводимости выращивались газовым гидридным методом [3, 5] на сильно легированной  $n^+$ -подложке Ge. Исследуемые образцы (номер образца соответствует номеру кривых на

рис. 3) имели следующие параметры:  $x=0.132$  (1), 0.137 (2), 0.175 (5), 0.18 (6),  $N=90$  (1, 2, 5), 180 (6);  $d_1=250$  (1), 110 (2), 305 (5), 90 Å (6);  $d_2=180$  (1, 2), 215 (5), 90 Å (6). Образцы 5, 6 соответствуют образцам а, б на рис. 2. В СР 1, 2, 5 слои твердого раствора селективно легировались бором на 1/2 их толщины. Усредненная по толщине СР концентрация дырок  $\bar{p}$  при температуре  $T < 250$  К оставалась постоянной и равнялась  $\bar{p} \cdot 10^{-17}$  (см<sup>-3</sup>)  $\approx 1.2$  (1), 1.6 (2), 1.1 (5). Для сравнения на рис. 3, а приведены также температурные зависимости подвижности дырок в однородно-легированных толстых слоях Ge (3) с  $\bar{p} \approx 1.8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и Ge<sub>0.92</sub>Si<sub>0.08</sub> (4) с  $\bar{p} \approx 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а на рис. 3, б (кривая б) — в однородно-легированной СР (Ge—Ge<sub>0.82</sub>Si<sub>0.18</sub>) с  $\bar{p} \approx 1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Пунктирной линией для образца б приведена зависимость  $\lg \bar{p}$  от  $T$ . В структурах 3, 4, 6 при пониженных температурах доминирует примесное рассеяние. В селективно-легированных СР дырки и примесные центры пространственно разделены; рассеяние носителей заряда в основном обусловлено взаимодействием с фононами, что меняет ход температурной зависимости  $\mu_x$ , приводя к ее монотонному росту ( $\mu_x \sim T^{-1.5}$ ) при снижении температуры. На рис. 3, б штриховой линией изображена зависимость  $\mu_x = 1800 (T/300)^{-2.33}$ , соответствующая максимально возможной подвижности дырок в собственном Ge. Более низкие значения подвижности в исследуемых СР можно объяснить загрязнением используемых в технологическом процессе газов; повышением эффективности рассеяния на фононах и дырках при концентрации дырок, существенно превышающей собственную [11]; рассеянием на стенках Ge-канала в связи со значительным ( $\sim 10$  Å по данным Оже-спектрометрии) размытием гетерограниц. В эксперименте это приводит к тому, что подвижность дырок в СР с узкими каналами (образец 2) при комнатной температуре может оказаться сравнимой с подвижностью дырок в однородном слое Ge (образец 3). Увеличение толщины слоев Ge в СР (СР образцов 1, 2), так же как и снижение температуры, уменьшает влияние рассеяния в окрестности гетерограниц, приводя к повышению дырочной подвижности в Ge-каналах СР.

Рассмотрим, какие дополнительные эффекты, помимо разделения подвижных носителей заряда и центров рассеяния, могут оказывать влияние на величину подвижности дырок в СР. Ограничиваясь тремя группами носителей (легкие и тяжелые дырки в слоях Ge, тяжелые дырки в слоях Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>) для усредненной холловской подвижности в плоскости слоев СР ( $\mu_x = R_x \sigma_x$ , где  $R_x = 1/e\bar{p}$ ), нетрудно получить

$$\mu_x = \frac{A_1 (p_{11}\mu_{11}^2 + p_{h1}\mu_{h1}^2) d_1 + A_2 p_{h2}\mu_{h2}^2 d_2}{(p_{11}\mu_{11} + p_{h1}\mu_{h1}) d_1 + p_{h2}\mu_{h2} d_2} \quad (7)$$

Здесь  $A_{1,2}$  — фактор Холла,  $p_{1(2)}$  — концентрации носителей заряда в слоях Ge (Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>).

Пусть атомы примеси расположены в слоях твердого раствора и при комнатной температуре полностью ионизованы. Свободные дырки, диффундируя из слоев Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, локализуются в потенциальных ямах, образованных слоями Ge. Уход дырок в соседнюю область приводит к появлению в слоях твердого раствора нескомпенсированного заряда и образованию в середине барьерного слоя потенциальной ямы глубиной  $\Delta(\epsilon\varphi)$ . Решая уравнение Пуассона для периодической структуры с разрывом потенциала на гетерограницах, нетрудно найти амплитуду потенциала, искажающего форму прямоугольных барьеров при концентрации нескомпенсированного заряда в слое  $\Delta N_a$ . Простые оценки по формуле  $\Delta(\epsilon\varphi)/kT = = (\Delta N_a/2) z (z - d_2)/a_2^2$ , где  $0 < z < d_2$ ,  $d_2 < w_2$  ( $w_i$  — ширина области пространственного заряда,  $a_i$  — длина дебаевского экранирования), при  $d_2 = 20$  нм,  $T = 300$  К,  $\epsilon_0 = 15$ ,  $n_{02} = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $a_2 = 1.5 \cdot 10^{-4}$  см дает  $w_2 = = 1.3 \cdot 10^{-5}$  см,  $\Delta(\epsilon\varphi) = 0.006$  эВ для  $\Delta N_a = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $w_2 = 44$  нм,  $\Delta(\epsilon\varphi) = = 0.06$  эВ для  $\Delta N_a \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. При концентрации легирующей примеси  $N_a \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и высоте потенциального рельефа  $\Delta E_v \gg kT$  искажение формы потенциала незначительно, акцепторы полностью ионизованы,

дырки сосредоточены в слоях Ge. В дальнейшем пренебрежем носителями заряда в слоях  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  и рассчитаем распределение дырок по подзонам в слоях Ge. Из условия сохранения полного заряда в системе

$$\bar{p} \frac{d}{d_1} = p_{l,1} + p_{h,1} = 4.83 \cdot 10^{15} T^{3/2} \times \left\{ \left( \frac{m_{l1}^*}{m_0} \right)^{3/2} F_{1/2}(\eta) + \left( \frac{m_{h1}^*}{m_0} \right)^{3/2} F_{1/2} \left( \eta - \frac{e\delta E_r^{lh}}{kT} \right) \right\} \quad (8)$$

нетрудно найти положение уровня Ферми  $E_f$  и концентрации носителей в подзонах. В (7)  $F_{1/2}(\eta)$  — интеграл Ферми,  $\eta = (e/kT)(E_v - E_f)$ . Пусть слой Ge ( $d_1 = d/2$ ) не напряжен и размерное квантование отсутствует ( $\delta E_r^{lh} = 0$ ). Эффективные массы плотности состояний в подзонах и концентрацию  $\bar{p}$  примем равными  $m_{l1}^* = 0.042m_0$ ,  $m_{h1}^* = 0.38m_0$ ,  $\bar{p}d/d_1 = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Тогда  $\eta = 1.23$  при  $T = 70 \text{ К}$  и  $\eta = 3.14$  при  $T = 250 \text{ К}$ . Концентрации дырок в подзонах в интервале 70—300 К практически не зависят от температуры и равны  $p_{l1} \approx 7 \cdot 10^{15}$  и  $p_{h1} \approx 1.93 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Для  $\mu_x$  в этом случае имеем  $\mu_x = A_1 e \langle \tau \rangle / \bar{m}_1^*$ . Здесь  $\bar{m}_1^* = \sqrt{m_{l1}^* m_{h1}^*} = 0.13m_0$ ,  $\langle \tau \rangle = \tau_{l,h}$  — время релаксации. В холловской подвижности СР заметную роль играют как легкие, так и тяжелые дырки.

Рассмотрим второй случай, когда слой Ge в СР напряжен. В СР  $\text{Ge} - \text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ , лежащей на буфере  $\text{Ge}_{1-y}\text{Si}_y$ , слой Ge растянут вдоль ее оси. Дырочные подзоны ( $l, h$ ) расщепляются ( $\delta E_r^{lh} \neq 0$ ), тензор эффективных масс становится существенно анизотропным. Здесь и ниже для удобства чтения произведена замена индексов  $l \rightleftharpoons h$ . Вблизи точки  $k=0$  эффективные массы дырок вдоль (поперек) плоскости слоя Ge равны  $m_{l(h)\parallel}^* = 0.05 (0.42)m_0$  и  $m_{l(h)\perp}^* = 0.13 (0.04)m_0$  [12]. Для эффективных масс плотности состояний  $m_{l(h)}^* = (m_{l(h)\parallel}^* m_{l(h)\perp}^*)^{1/2}$  соответственно имеем  $m_l^* \approx 0.1m_0$ ,  $m_h^* \approx 0.09m_0$ . Если  $\delta E_r^{lh} \approx 0.03 \text{ эВ}$ , то, согласно (8),  $\eta = -0.8$ ;

$p_{l1} \approx 1.99 \cdot 10^{17}$ ,  $p_{h1} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 70 \text{ К}$  и  $\eta \approx 1.29$ ,  $p_{l1} \approx 1.66 \cdot 10^{17}$ ,  $p_{h1} \approx 0.34 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 250 \text{ К}$ . При комнатной температуре дырочный газ невырожден, носители заряда имеются в обеих подзонах. С понижением температуры дырки вырождаются и скапливаются в верхней подзоне  $E_l^i$ , где они имеют вдоль плоскости слоев малые значения эффективных масс.

Предположим, что механизм рассеяния носителей заряда в напряженных слоях Ge при расщеплении подзон меняется слабо. Подвижность дырок  $\mu_x = A_1 e \langle \tau \rangle / m_{l(h)\parallel}^*$  в этом случае может в 2—2.5 раза превышать подвижность дырок в недеформированных слоях Ge [13]. Заметный эффект имеет место, однако лишь при не очень высоком уровне легирования, когда можно пренебречь непараболическостью закона дисперсии. На рис. 4 приведены зависимости  $E_{l(h)}(k_{\parallel})$  (штриховые линии) и  $m_{l(h)}^*(k_{\parallel})$  (сплошные линии) от квазинимпульса дырок в плоскости слоев Ge, рассчитанные по формуле (30.5) работы [12]. В нашем случае (ось СР параллельна оси [111]) используемые дисперсионные соотношения имеют вид

$$E_{l(h)}/E_0 = -5.1 (\bar{k}_x^2 + \bar{k}_y^2 (1 + \gamma)) - 1 \pm [21.76 + 19.34 \bar{k}_x^2 + 38.69 \bar{k}_y^2 (1 + \gamma) + 17.18 \bar{k}_x^2 (1 + \gamma^2 + 2.5\gamma) - 13.67 \bar{k}_y^2 - 20.5 \bar{k}_y^2 (1 + \gamma/3)]^{1/2}, \quad (9)$$

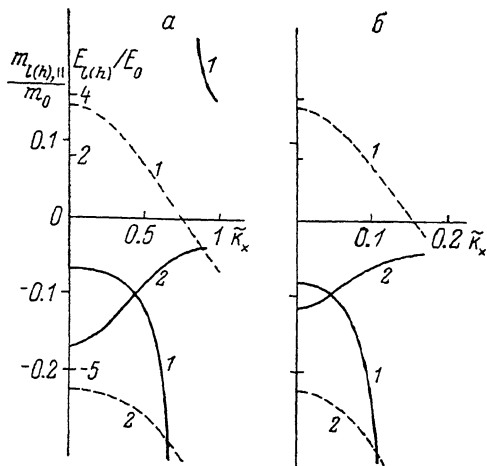


Рис. 4.

где  $\gamma = 4g^2 \varphi = \bar{k}_y^2 / \bar{k}_x^2$ ,  $\bar{k}^2 = 2.78 k^2 / |\epsilon_{\perp}|$ ,  $E_0$  (эВ) =  $0.94 |\epsilon_{\perp}|$ . При расчетах выбирались следующие значения параметров:  $k_x = k_{[111]} = 0$ ,  $k_x = k_{[110]}$ ,  $\varphi = 10$  (а) и  $280^\circ$  (б), номера кривых 1 (2) на рис. 4 относятся к  $l$  ( $h$ )-подзонам. Видно, что с ростом концентрации свободных носителей заряда в  $l$ -подзоне доля электронов с более тяжелой массой возрастает, что должно приводить к снижению подвижности. С ростом упругих напряжений, а также при реализации квантоворазмерного эффекта в системе имеет место обратная ситуация (увеличение подвижности).

#### Список литературы

- [1] Osbourn G. C. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. A3. № 3. P. 826—828.
- [2] Pearsall T. P., Pollak F. H., Bean J. C., Hull R. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 10. P. 6821—6831.
- [3] Орлов Л. К., Кузнецов О. А., Дроздов Ю. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. № 11. С. 1962—1967.
- [4] Temkin H., Pearsall T. P., Bean J. C., Olsson N. // Int. Electr. dev. meet. W. D. C. Dec. 1—4. 1985; Tech. Dig. N. Y., 1985. P. 75—76.
- [5] Орлов Л. К., Кузнецов О. А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 11. С. 1904—2000.
- [6] Abstreiter G., Brugger H., Wolf T., Jorke H., Herzog H. J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. № 22. P. 2441—2444.
- [7] Van der Walle C. G., Martin R. M. // Phys. Rev. 1986. V. 34. N 8. P. 5621—5634.
- [8] Herring C., Vogt E. // Phys. Rev. 1956. V. 101. N 3. P. 944—961.
- [9] Pollak F. H., Cardona M. // Phys. Rev. 1968. V. 172. N 3. P. 816—837.
- [10] Кардона М. Модуляционная спектроскопия. М., 1972. 416 с.
- [11] Толстихин В. И. // ФТП. 1985. Т. 19. № 10. С. 1886—1889.
- [12] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 593 с.
- [13] Orlov L. K., Kusnetsov O. A. // Proc. 19th. Int. Conf. on Phys. of Semicond. Warszawa, 1988. We-P-68.

Горьковский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского  
ГИФТИ

Поступило в Редакцию  
10 октября 1989 г.