

РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ МЕЛКИХ АКЦЕПТОРОВ В ОДНООСНО-ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕРМАНИИ

Д. В. Козлов, В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко*

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

Поступила в редакцию 28 марта 2001 г.

Теоретически исследуются состояния мелких акцепторов в одноосно-деформированном Ge. Развита численный невариационный метод расчета, позволяющий находить энергии и волновые функции как локализованных состояний дырок в поле акцептора, так и состояний непрерывного спектра, включая резонансные примесные состояния. Изучена зависимость энергии нижнего резонансного состояния от величины деформации, в частности, установлено, что это состояние возникает из возбужденного состояния $4\Gamma_8^+$ с энергией связи 1.3 мэВ (в отсутствие деформации), а не из основного состояния. Представленные в работе результаты могут быть полезны при изучении условий генерации дальнего ИК-излучения в деформированном *p*-Ge, связанной с оптическими переходами между резонансными и локализованными акцепторными состояниями.

PACS: 71.23.An, 71.55.-i, 71.70.Fk

1. ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниках со структурой алмаза, например, в Ge и Si, в центре зоны Бриллюэна имеет место вырождение подзон легких и тяжелых дырок. Поэтому обе эти подзоны дают вклад при разложении волновых функций состояний мелкого акцептора по блоховским функциям. При одноосной деформации кристалла происходит расщепление подзон легких и тяжелых дырок, пропорциональное величине этой деформации. При этом энергия каждого акцепторного состояния смещается в сторону той подзоны, из функций которой в основном сформирована волновая функция этого состояния. Примесные состояния, относящиеся к верхней подзоне дырок, при достаточно большой деформации попадают в непрерывный спектр энергий нижней подзоны дырок (здесь и далее энергия дырок отсчитывается «вверх» от края валентной зоны в отсутствие деформации). Таким образом, возникает резонансное состояние, волновая функция которого состоит из двух частей: «локализованной» части и «распространяющейся» части, отвечающей за взаимодействие состояния с нижней подзоной. «Локали-

зованная» часть сформирована из волновых функций верхней подзоны, а «распространяющаяся» — из состояний нижней подзоны.

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к таким резонансным состояниям мелких примесных центров в полупроводниках. Этот интерес связан в первую очередь с обнаружением стимулированного длинноволнового ИК-излучения в одноосно-сжатом *p*-Ge в случае приложения сильного электрического поля при гелиевых температурах [1–3]. Электрическое поле приводит к ионизации мелких акцепторов и разогреву дырок в валентной зоне. При некотором пороговом давлении ($P \approx 4$ кбар для $\mathbf{P} \parallel [111]$, $P \approx 3$ кбар для $\mathbf{P} \parallel [001]$) наблюдается резкое увеличение интенсивности длинноволнового ИК-излучения образца. Это явление авторы [1–4] связали с возникновением стимулированного излучения при переходах дырок из инверсно-заселенного резонансного состояния в локализованные акцепторные состояния в запрещенной зоне. При интерпретации спектров стимулированного излучения в работах [3, 4] были получены приближенные оценки положения резонансных состояний. В пределе больших деформаций каждая из расщепившихся подзон и связанные с ней примес-

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

ные уровни рассматривались независимо [3]. Спектр резонансных состояний искался в виде спектра локализованных состояний примеси вблизи простой анизотропной зоны, при расчетах использовался вариационный метод. При небольших и промежуточных деформациях использовалась модель потенциала нулевого радиуса, когда в недеформированном кристалле существует только один четырехкратно вырожденный уровень акцептора [4]. Однако в работе [4] отмечается, что такая модель не может претендовать на высокую точность в количественном описании акцепторных состояний в деформированном полупроводнике, так как потенциал нулевого радиуса является довольно грубым приближением для кулоновского потенциала.

В настоящей работе проведен более точный расчет локализованных и резонансных состояний мелких акцепторов в одноосно-деформированном Ge, основанный на разложении волновой функции по плоским волнам. Этот метод позволяет находить энергии акцепторных состояний с точностью не ниже 10%. Аналогичный подход был ранее применен для изучения резонансных состояний акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi, где они возникают из-за размерного квантования [5, 6].

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Энергии и волновые функции дырок в поле акцептора были найдены с помощью решения уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Гамильтониан выбирался в виде суммы кинетической энергии (гамильтониан Латтинжера), члена, описывающего эффекты деформации, и энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором [7]. Так же, как и в работе [6], использовалось ак-

сиальное приближение, т. е. закон дисперсии дырок полагался изотропным в плоскости, перпендикулярной оси деформации. Для этого в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера были опущены слагаемые, пропорциональные $\gamma_2 - \gamma_3$ ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера [7]). Следует отметить, что в первом порядке теории возмущений поправка к энергии, связанная с отброшенными слагаемыми, равна нулю. В данной работе представлены результаты в основном для случая одноосного сжатия вдоль направления [111]. Отметим, что в результате одноосного сжатия подзона, состояния которой имеют проекцию полного момента $\pm 3/2$ на ось деформации, смещается вверх относительно подзоны, состояния которой имеют проекцию на эту ось $\pm 1/2$ (имеются в виду состояния с импульсом, направленным вдоль оси деформации).

В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J_z на ось деформации, и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции (т. е. по $\pm J_z$). Отметим, что, согласно теории групп, спектр дырок в поле акцептора в Ge, деформированном вдоль [001] или [111], должен быть двукратно вырожденным даже при учете анизотропии закона дисперсии дырок в плоскости, перпендикулярной оси деформации. «Хорошим» квантовым числом является также четность при отражении относительно плоскости, перпендикулярной оси симметрии [111] и проходящей через примесный центр (далее, говоря о четности состояния, в этом разделе будем иметь в виду такую четность, а в последующих разделах — обычную четность относительно инверсии). Наличие такого интеграла движения позволило существенно облегчить расчеты.

Волновая функция дырок в поле акцепторов ищется в виде разложения по собственным функциям дырок в отсутствие акцептора:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^2 \iint dk_z d\mathbf{k}_\perp C_J(\mathbf{k}_\perp, k_z, n) \mathbf{g}_n(\mathbf{k}_\perp, k_z, z) \exp(i\mathbf{k}_\perp \cdot \boldsymbol{\rho}), \quad (1)$$

где

$$\mathbf{g}_n(\mathbf{k}_\perp, k_z, z) = U \begin{pmatrix} \left(\left(\gamma_1 - \frac{1}{2}\gamma_3 \right) k_\perp^2 + (\gamma_1 + \gamma_3) k_z^2 + \frac{1}{2}\Delta - E_n(k_\perp, k_z) \right) \cos(k_z z) \\ - \frac{2}{\sqrt{3}} (2\gamma_2 + \gamma_3) k_z k_\perp \sin(k_z z) \exp(i\alpha) \\ \frac{1}{\sqrt{3}} (\gamma_2 + 2\gamma_3) k_\perp^2 \cos(k_z z) \exp(2i\alpha) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

— собственная волновая функция для четных дырочных состояний,

$$\mathbf{g}_n(\mathbf{k}_\perp, k_z, z) = U \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}(\gamma_2 + 2\gamma_3)k_\perp^2 \cos(k_z z) \exp(-2i\alpha) \\ -\frac{2}{\sqrt{3}}((2\gamma_2 + \gamma_3)k_z k_\perp \sin(k_z z) \exp(-i\alpha)) \\ \left(\left(\gamma_1 - \frac{1}{2}\gamma_3 \right) k_\perp^2 + (\gamma_1 + \gamma_3)k_z^2 + \frac{1}{2}\Delta - E_n(k_\perp, k_z) \right) \cos(k_z z) \end{pmatrix} \quad (3)$$

— собственная волновая функция для нечетных дырочных состояний, k_z — проекция волнового вектора дырки на ось деформации, \mathbf{k}_\perp — волновой вектор дырки в плоскости, перпендикулярной оси деформации, k_\perp — модуль этого вектора, α — угол между вектором \mathbf{k}_\perp и осью x . Здесь

$$U = \left\{ \left[\left(\gamma_1 - \frac{1}{2}\gamma_3 \right) k_\perp^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)k_z^2 + \frac{1}{2}\Delta - E_n(k_\perp, k_z) \right]^2 + \frac{4}{3}(2\gamma_2 + \gamma_3)^2 k_z^2 k_\perp^2 + \frac{1}{3}(\gamma_2 + 2\gamma_3)^2 k_\perp^4 \right\}^{-1/2}$$

— нормировочный коэффициент,

$$E_n(k_\perp, k_z) = \gamma_1(k_z^2 + k_\perp^2) + (-1)^n \left\{ \frac{1}{4} [\gamma_3(k_\perp^2 - 2k_z^2) - \Delta]^2 + \frac{4}{3}(2\gamma_2 + \gamma_3)^2 k_z^2 k_\perp^2 + \frac{1}{3}(\gamma_2 + 2\gamma_3)^2 k_\perp^4 \right\}^{1/2}$$

— закон дисперсии свободных дырок для двух подзон, Δ — расщепление подзон при $k_z, k_\perp = 0$, связанное с деформацией (при одноосном сжатии $\Delta < 0$). Отметим, что закон дисперсии для нижней подзоны, которой соответствует знак минус, в отсутствие деформации ($\Delta = 0$) переходит в закон дисперсии тяжелых дырок. Таким образом, при стремлении деформации к нулю нижняя подзона становится подзоной тяжелых дырок, а верхняя — подзоной легких дырок.

Зависимость коэффициентов $C_J(\mathbf{k}_\perp, k_z, n)$ от угла α при аксиальном приближении имеет вид [5, 6]

$$C_J(\mathbf{k}_\perp, k_z, n) = C_J(k_\perp, k_z, n) \exp \left[i\alpha \left(J_z - \frac{3}{2} \right) \right], \quad (4)$$

где J_z — проекция полного момента на ось деформации. Учитывая (4), можно получить следующее уравнение для определения $C_J(k_\perp, k_z, n)$:

$$[E_n(k_\perp, k_z) - E] C_J(k_\perp, k_z, n) + \sum_{n'=1}^2 \int_0^\infty dk'_z \int_0^\infty dk'_\perp \sqrt{k'_z k'_\perp} C_J(k'_\perp, k'_z, n') V(k_\perp, k_z, n, k'_\perp, k'_z, n') = 0, \quad (5)$$

где E — энергия состояния дырок в поле акцептора,

$$V(k_\perp, k_z, n, k'_\perp, k'_z, n') = -\frac{e^2}{\chi} \int_0^{2\pi} d\beta \exp \left[i\beta \left(J - \frac{3}{2} \right) \right] \int d^3r \left\langle \mathbf{g}_{n'}(k_\perp, k_z, r) \left| \frac{1}{r} \right| \mathbf{g}_n(k'_\perp, k'_z, r) \right\rangle, \quad (6)$$

β — угол между векторами \mathbf{k}_\perp и \mathbf{k}'_\perp , χ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, e — заряд электрона. Отметим, что ядро интегрального оператора в уравнении для $C_J(k_\perp, k_z, s)$ симметрично относительно переменных и V — действительная величина. Это обстоятельство дает возможность решать уравнение (5) с помощью диагонализации симметричной действительной матрицы. Действительно,

если шаг по $k'_{\perp,z}$ меньше обратного борковского радиуса, то подынтегральная функция слабо меняется на одном шаге. В этом случае интеграл можно представить в виде суммы по $k'_{\perp,z}$. Величины $C_J(k_\perp, k_z, s)$ малы для значений $k'_{\perp,z}$, много больших обратного борковского радиуса. Поэтому, не совершая большой ошибки, ряд по $k'_{\perp,z}$ можно оборвать. Поскольку борковский радиус состояния дырки в поле ак-

цептора в недеформированном германии составляет величину порядка 40 \AA , при расчетах спектра для давлений, приводящих к расщеплению подзон с энергиями меньшими 10 мэВ , мы выбрали шаг по k_{\perp} равным $2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, по k_z — $2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$. При больших деформациях для повышения точности расчета при изучении резонансных и локализованных состояний целесообразно выбирать разные величины шагов по k_{\perp} и k_z . Это связано с существенной анизотропией волновых функций: волновые функции резонансных состояний должны сжиматься вдоль z , а локализованных — вытягиваться. Мы выбирали для локализованных состояний шаги $k_{\perp} = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $k_z = 1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, а для резонансных состояний — шаги $k_{\perp} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, $k_z = 2.3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$.

Таким образом, задача нахождения как локализованных, так и делокализованных состояний акцептора сводится к диагонализации конечномерной симметричной матрицы (в наших расчетах размерность этой матрицы составляла 1000×1000).

Волновые функции акцепторов имеют сложную структуру. Разложение (1) включает члены, относящиеся к двум различным подзонам. Если разложение волновой функции некоторого состояния акцептора включает в себя в основном огибающие волновых функций определенной дырочной подзоны, то мы будем считать такое состояние относящимся к этой подзоне. В деформированном материале основное акцепторное состояние относится к нижней подзоне и располагается ниже ее дна. Энергии состояний, относящихся к верхней подзоне, могут быть как меньшими энергии дна нижней подзоны (локализованные состояния), так и большими ее (резонансные состояния). Локализованные состояния, связанные с верхней подзоной, становятся резонансными при увеличении одноосной деформации кристалла.

На рис. 1 представлены пространственные распределения плотности вероятности для нижнего резонансного (сплошная линия) и основного локализованного (штриховая линия) состояний дырок в поле акцептора в сжатом вдоль оси (111) германии. Как уже отмечалось, волновая функция резонансного состояния содержит две части: «локализованную» часть, образованную верхней подзоной, и «распространяющуюся» часть, образованную нижней подзоной. Пунктирная линия на рис. 1 представляет плотность вероятности, соответствующую «локализованной» части волновой функции резонансного состояния. Видно, что волновая функция резонансного состояния на малых расстояниях от примесного центра подобна волновой функции основного состояния, а на больших расстояниях представляет собой

стоячую волну вдоль координаты z . Сравнивая волновую функцию резонансного состояния с волновой функцией нерезонансного состояния непрерывного спектра (штрих-пунктирная линия на рис. 1), отметим, что «делокализованная» часть данного резонансного состояния оказывается сформированной в основном волнами, распространяющимися вдоль z -направления, так как осцилляции по координате ρ волновой функции этого состояния слабо выражены.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для проверки точности метода были рассчитаны энергии основного и нескольких возбужденных состояний мелкого акцептора в недеформированном германии, отвечающие различным проекциям полного момента импульса на ось симметрии. Результаты представлены во втором–четвертом столбцах табл. 1 (при расчете ось аксиальной симметрии была выбрана вдоль кристаллографического направления [111]). В первом столбце таблицы представлена классификация состояний по типам представлений, которым должны соответствовать функции найденных состояний в кристалле германия. Для некоторых состояний указаны соответствующие им переходы в спектре поглощения германия. В табл. 1 приведены результаты расчетов, выполненных в работах [8, 9], которые, по-видимому, в настоящее время являются наиболее точными (пятый столбец). В шестом столбце приведены результаты экспериментального определения энергии уровней в германии из работы [10].

Как известно, основное состояние акцептора $1\Gamma_8^+$ является четырехкратно вырожденным. При вычислениях использовалась аксиальная симметрия вместо кубической, поэтому рассчитанное нами основное состояние оказалось расщепленным. Энергия связи состояния, соответствующего $J_z = \pm 1/2$, равняется 9.65 мэВ , а энергия связи состояния, соответствующего $J_z = \pm 3/2$, оказывается 9.23 мэВ . Таким образом, расщепление основного состояния, связанное с использованием «неправильной» симметрии, составляет примерно 5 % от энергии ионизации. Это справедливо и для возбужденных четырехкратно вырожденных состояний (см. табл. 1).

Отметим, что наихудшее согласие при сопоставлении данного расчета с экспериментом наблюдается для основного состояния ($1s$ -подобного) и для состояния $2\Gamma_8^+$ ($2s$ -подобного). Рассогласование теоретических и экспериментальных данных составляет 12 % для основного состояния и 7.5 % для состоя-

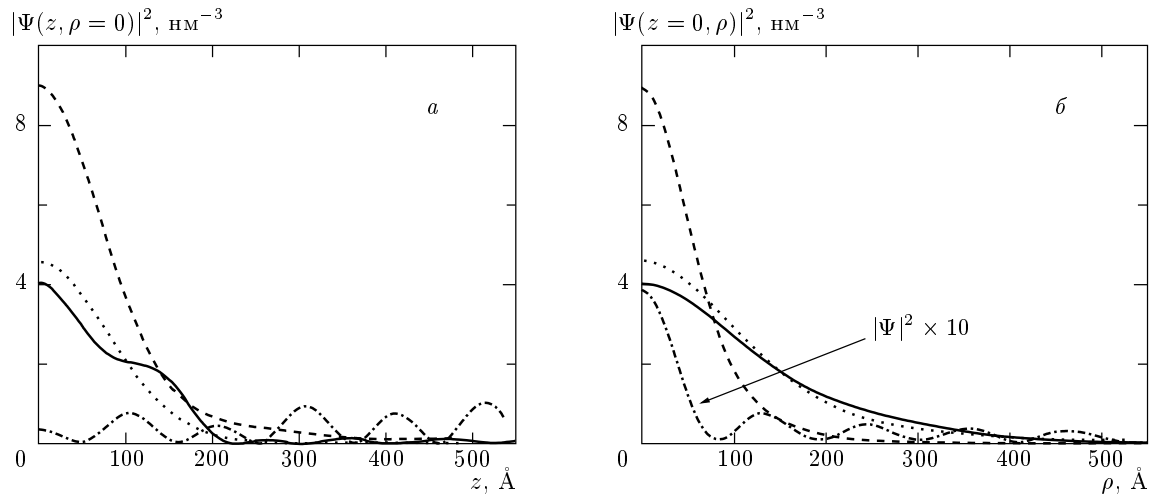


Рис. 1. Зависимости плотности вероятности состояния дырки в поле акцептора в германии, сжатом вдоль направления (111), от z (а) и ρ (б). Ось z выбрана вдоль направления деформации. Величина давления составляла 10 кбар. Сплошная линия соответствует нижнему резонансному состоянию, штриховая — основному состоянию акцептора, пунктирная линия представляет «локализованную» часть резонансного состояния, образованную верхней подзоной. Штрих-пунктирная линия соответствует нерезонансному четному состоянию непрерывного спектра с энергией 100.8 мэВ (отсчитанной от дна нижней подзоны) и $J_z = +1/2$

Таблица 1. Энергии связи нескольких акцепторных состояний в недеформированном Ge, мэВ

Состояния	$J_z = \pm 1/2$	$J_z = \pm 3/2$	$J_z = \pm 5/2$	Теория [8, 9]	Эксперимент (бор) [10]
Основное состояние $1\Gamma_8^+$	9.65	9.23	—	9.8 [9]	10.8
$1\Gamma_8^-$ (G-линия)	4.5	4.7	—	4.58 [8]	4.6
$2\Gamma_8^+$ (E-линия)	3.05	3.3	—	2.9 [9]	3.25
$2\Gamma_8^-$ (D-линия)	—	2.8	2.95	2.88 [8]	2.88
Двукратно вырожденное ($1\Gamma_7^+$ или $1\Gamma_6^+$)	—	2.4	—	—	—
$1\Gamma_7^-$ (C-линия)	2.2	—	—	2.13 [8]	2.13
$3\Gamma_8^+$	1.55	1.49	—	—	—
$4\Gamma_8^+$	1.33	1.29	—	—	—

ния $2\Gamma_8^+$, в то время как для других возбужденных состояний расхождение результатов расчета и эксперимента находится в пределах 4–5%. Это объясняется наличием химического сдвига [11], который существен для s -подобных состояний и практически

отсутствует для других состояний, так как у последних волновая функция имеет узел в точке расположения акцептора.

Для проверки точности развитого в работе метода сопоставим результаты расчета с экспериментальными данными по примесной фотопроводимости

Таблица 2. Энергии связи нескольких акцепторных состояний в одноосно-сжатом Ge ($\mathbf{P} \parallel [100]$, $P = 6$ кбар)

Классификация состояний	Энергия связи, мэВ (настоящий расчет)	Энергия связи, мэВ (эксперимент [12])
$1s$	5.56	6.00
$2s$	1.32	1.385
$2p_{\pm 1}$	1.44	1.335
$2p_0$	0.9	0.889
$3p_{\pm 1}$	0.621	0.613

сти для сильно сжатого вдоль направления $[100]$ Ge [12] (см. табл. 2). Величина давления составляет 6 кбар, что соответствует расщеплению подзон 36 мэВ.

Видно, что соответствие результатов расчета и эксперимента улучшилось в сравнении со случаем недеформированного германия: расхождение не превышает 5% для всех уровней кроме $1s$ -состояния (для которого рассогласование составляет 7.3%), где существен химический сдвиг.

При одноосной деформации четырехкратное вырождение уровней снимается. На рис. 2а сплошной линией показана зависимость энергии основного состояния в одноосно-сжатом Ge от давления в направлении $[111]$. В деформированном Ge основным является четное состояние с проекцией полного момента $J_z = \pm 1/2$. Штриховые линии на рис. 2а, б показывают энергии «основного» резонансного состояния и нескольких лежащих ниже состояний с той же симметрией ($J_z = \pm 3/2$, четные). Как следует из сопоставления данных табл. 1 и рис. 1, «основное» резонансное состояние «происходит» из возбужденного состояния $4\Gamma_8^+$ с энергией связи 1.3 мэВ (в отсутствие деформации), а не из основного состояния, как в модели потенциала нулевого радиуса (где оно выходит в непрерывный спектр при $P \approx 4$ кбар) [3]. Это не удивительно, так как в недеформированном кристалле уровень $4\Gamma_8^+$ оказывается первым состоянием, волновая функция которого построена в основном из волновых функций легких дырок, в то время как в волновые функции всех нижележащих уровней основной вклад дают состояния подзоны тяжелых дырок. Видно, в частности, что верхнее отщепившееся от основного уровня состояние не испытывает антипересечений и не переходит в непрерывный спектр, как предполагалось ранее [3]. Это состояние при больших деформациях переходит в уровень $3d_{\pm 1}$ в модели простой анизотропной зо-

ны с энергией ионизации 0.7 мэВ. Таким образом, представляется неверным сделанный в работе [3] вывод, что минимальная величина давления, при котором удастся наблюдать стимулированное излучение ($P \approx 4$ кбар при $\mathbf{P} \parallel [111]$), обусловлено попаданием при этих условиях в непрерывный спектр уровня, отщепленного от основного состояния акцептора. Штрих-пунктирными линиями на рис. 2б показаны зависимости от давления положений возбужденных локализованных уровней, на которые разрешены излучательные переходы с «основного» резонансного состояния (нечетные состояния). Стрелки показывают разрешенные переходы с «основного» резонансного состояния, которые могут присутствовать в спектре излучения, представленном в [3].

Отметим, что с ростом давления резонансное состояние становится лучше выраженным. Нами сделаны оценки ширины этого состояния для нескольких значений давления. При $P = 3$ кбар ширина «основного» резонансного состояния составляет 0.5 мэВ, при $P = 4$ кбар — 0.4 мэВ, при $P = 6.85$ кбар — 0.3 мэВ. Соответственно должно возрастать и время жизни этого состояния. Появление генерации при давлениях, превышающих 4 кбар, возможно, связано с ростом времени жизни резонансных состояний при увеличении давления.

В заключение обсудим влияние электрического поля на стационарные и резонансные состояния акцепторов в деформированном Ge. Поскольку спектральные исследования стимулированного излучения были выполнены в электрическом поле 3 кВ/см при давлении 6.85 кбар ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{P}$) [3], именно для этих условий были сделаны оценки эффекта Штарка. Приложение электрического поля приводит к двум следствиям:

1) электрическое поле сдвигает все примесные состояния вниз, сближая тем самым уровни, поскольку возбужденные состояния имеют большие орбиты

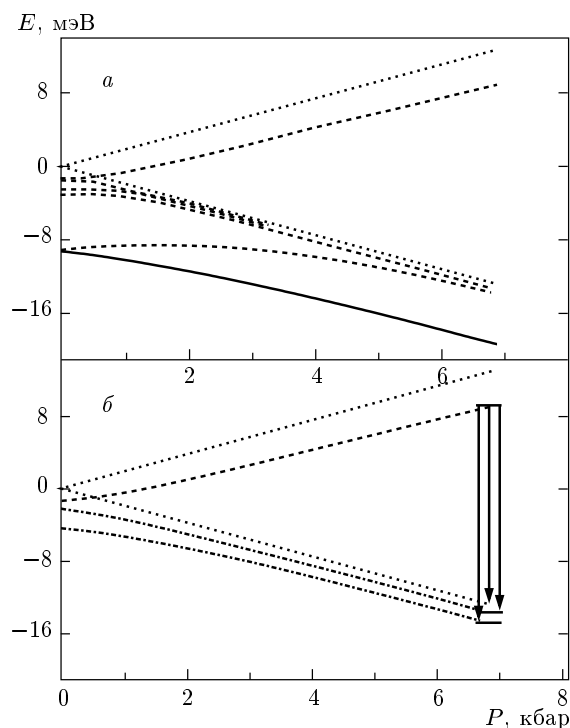


Рис. 2. Зависимость энергий акцепторных состояний в одноосно-сжатом вдоль [111] Ge от давления. *a* — Основное и несколько четных возбужденных состояний. Сплошная линия — основное акцепторное состояние ($J_z = \pm 1/2$, четное). Штриховыми линиями показаны несколько состояний с одинаковой симметрией ($J_z = \pm 3/2$, четные): «основное» резонансное состояние и все возбужденные состояния, «выходящие» при нулевом давлении с лежащих ниже уровней. *б* — «Основное» резонансное состояние и несколько локализованных нечетных состояний. Штриховая линия — «основное» резонансное состояние. Штрих-пунктирные линии — нечетные локализованные состояния, на которые разрешены оптические переходы с нижнего резонансного состояния. Стрелки показывают разрешенные переходы с «основного» резонансного состояния, которые могут присутствовать в спектре излучения, представленном в [3]. Пунктирные линии соответствуют краям дырочных подзон

и поле влияет на них сильнее;

2) электрическое поле делает все состояния резонансными, поскольку появляется вероятность туннелирования в непрерывный спектр. Смещение глубоких уровней можно оценить по теории возмущений, при этом поправка первого порядка будет равна нулю. Поправка второго порядка для основного состояния, соответствующего нижней подзоне, составляет около 1.6 мэВ (энергия ионизации этого состоя-

ния без электрического поля составляет 6.2 мэВ). Поправки для возбужденных состояний значительно превышают энергию ионизации этих состояний (энергия ионизации $2p_{\pm 1}$ -состояния равна 2.15 мэВ), т. е. теория возмущений не выполняется. Таким образом, спектр возбужденных состояний, связанных с нижней подзоной, существенно меняется при приложении электрического поля 3 кВ/см.

Влияние поля на резонансные состояния, связанные с верхней подзоной, оказывается значительно более слабым. Поправка второго порядка к основному состоянию составляет всего 0.2 мэВ (энергия связи равна 3.95 мэВ), поправка к энергии $2p_{\pm 1}$ состояния составляет 0.9 мэВ (энергия связи — 1.2 мэВ). Такое отличие от состояний, расположенных под нижней подзоной, возникает из-за того, что масштаб локализации волновой функции резонансного состояния оказывается меньше в направлении вдоль электрического поля, чем в направлении, перпендикулярном полю, а для локализованных состояний ситуация обратная (см. рис. 1). Отметим, что поскольку электрическое поле сильнее влияет на состояния, относящиеся к нижней подзоне, время жизни этих состояний может оказаться меньше, чем время жизни состояний, бывших резонансными и без электрического поля. Это обстоятельство может оказаться важным для создания инверсной населенности примесных состояний в сжатом германии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 00-02-16568, 00-02-81022, 01-02-16106), NATO GLG 975592, МНТП «Физика твердотельных наноструктур» (проект 97-1069), «Физика микроволн» (проект 4.5), ГНТП «Фундаментальная спектроскопия» (проект 8/02.08), Программы государственной поддержки ведущих научных школ (проект 00-15-96618), ФЦП «Интеграция» (проекты 540, 541) и программы «Университеты России» (проект 015.01.01.94).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, В. П. Синис, Ф. А. Смирнов, ЖЭТФ **74**, 404 (1992).
2. В. М. Бондар, Л. Е. Воробьев, А. Т. Далакян, В. Н. Тулупенко, Д. А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **70**, 257 (1999).
3. И. В. Алтухов, М. С. Каган, К. А. Королев, М. А. Одноточков, В. П. Синис, Е. Г. Чиркова, И. Н. Ясиевич, ЖЭТФ **115**, 89 (1999).

4. М. А. Одноблюдов, А. А. Пахомов, В. М. Чистяков, И. Н. Ясиевич, ФТП **31**, 1180 (1997).
5. В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, ФТП **34**, 582 (2000).
6. V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov, and O. A. Kuznetsov, *Nanotechnology* **11**, 348 (2000).
7. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972), с. 294, 394.
8. A. Baldereschi, O. Lipari, and M. Altarelli, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **42**, 1179 (1978).
9. A. Baldereschi and O. Lipari, *Phys. Rev. B* **8**, 2697 (1973).
10. E. E. Haller and W. Hansen, *Sol. St. Comm.* **15**, 687 (1974).
11. S. T. Pantelides, *Rev. Mod. Phys.* **50**, 797 (1978).
12. Е. И. Воеводин, Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Н. Г. Птицина, ФТП **23**, 1356 (1989).