

## СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ГОРЯЧИМИ ДЫРКАМИ В Ge И КВАНТОВЫХ ЯМАХ Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>

© В.Я.Алешкин,\* Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий,  
О.А.Кузнецов,\* Л.К.Орлов\*

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 5 декабря 1995 г. Принята к печати 26 декабря 1995 г.)

Обнаружено и исследовано излучение дальнего инфракрасного диапазона ( $\lambda = 90 \div 300$  мкм) при разогреве квазидвумерных дырок в селективно легированных квантово-размерных структурах Ge/GeSi электрическим полем, приложенным вдоль слоев.

Пики в спектрах излучения связываются с сингулярностями в приведенной плотности состояний пар подзон, между которыми происходят прямые переходы дырок с эмиссией фотона. Спектры излучения квазидвумерных дырок в квантовых ямах сопоставляются со спектрами излучения горячих трехмерных дырок в германии р-типа проводимости.

### Введение

Излучение горячих дырок в инфракрасном (ИК) диапазоне из поверхностных слоев германия при прямых межподзонных переходах впервые было обнаружено в [1]. В [2] наблюдалось сильно поляризованное ИК излучение, обусловленное горячими дырками, в однородных образцах германия, к которым прикладывалось сильное электрическое поле. Из спектров поляризованного излучения была определена функция распределения по энергиям горячих легких дырок и степень ее анизотропии.

В дальнем ИК диапазоне спонтанное излучение при прямых межподзонных переходах горячих дырок в электрическом поле и в скрещенных электрическом и магнитном полях исследовалось рядом авторов [3-5]. Хотя при прямых переходах горячих дырок из зоны легких в зону тяжелых дырок интенсивность излучения пропорциональна функции распределения (ФР) горячих легких дырок по энергиям, в указанных работах, к сожалению, не была предпринята попытка определить ФР.

Излучение, обусловленное горячими (2D) электронами, разогретыми продольным электрическим полем, было обнаружено в инверсионных слоях кремния в [6], а в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в [7]. Энергетический спектр 2D дырок более сложен и интересен, чем спектр 2D электронов, из-за наличия двух сортов дырок и гофрировки изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок. Особенности энергетического спектра 2D дырок проявляются в спектрах поглощения, теоретически рассмотренных рядом авторов [8-11]. Эти особенности проявляются и в спектрах длинноволнового ИК излучения горячих дырок, обнаруженного недавно в квантово-размерных слоях GaAs/AlGaAs [12].

В настоящей работе впервые представлены спектры длинноволнового ИК излучения квазидвумерных дырок из квантово-размерных слоев Ge/GeSi, разогретых электрическим полем, приложенным вдоль слоев. Для сравнения представлены также спектры длинноволнового излучения трехмерных горячих дырок в Ge.

Далее приводятся сведения, необходимые для анализа экспериментальных данных. Спектральная плотность испущенных в единицу времени квантов излучения при прямых переходах дырок из подзоны  $j$  в подзону  $i$  равна

$$\frac{dN_{ji}}{dt d\nu} = W_{ji} \rho_\nu, \quad (1)$$

где  $\rho_\nu = 8\pi\nu^2 n^3 / c^3$  — плотность числа фотонов,  $n$  — показатель преломления,  $W_{ji}$  — вероятность перехода между состояниями в подзонах  $j$  и  $i$ ,

$$W_{ji} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} |H_{ij}|^2 f_j (1 - f_i) \delta[\varepsilon_j(\mathbf{k}) - \varepsilon_i(\mathbf{k}) - h\nu], \quad (2)$$

где  $f_j$  и  $f_i$  — функции распределения дырок по энергиям в подзонах  $j$  и  $i$ ,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор дырки,  $H_{ij} = (e/m)(2\pi\hbar/Vn^2\omega)^{1/2}(\mathbf{e}_\omega \mathbf{p}_{ij})$ ,  $m$  — масса свободного электрона,  $V$  — объем кристалла,  $\mathbf{e}_\omega$  — единичный вектор, определяющий поляризацию,  $\mathbf{p}_{ij}$  — матричный элемент оператора импульса. В длинноволновой области спектра для переходов дырок между подзонами легких и тяжелых дырок в невырожденном германии согласно [13] получим

$$W_{21} = B_{21} k^3 f_2(\varepsilon_2) / h\nu, \quad (3)$$

где  $k$  определяется из закона сохранения энергии  $\varepsilon_2(k) - \varepsilon_1(k) = h\nu$ ,  $\varepsilon_{2,1} = \hbar^2 k^2 / 2m_{2,1}$ . Коэффициент  $B_{21}$  можно определить из сравнения найденного в [14] коэффициента поглощения света с экспериментально определенным в [13] в длинноволновой области. Он равен  $B_{21} = 0.93 \cdot 10^{-7} \text{ эВ} \cdot \text{см}^3 / \text{с}$ . Если функция распределения горячих легких дырок — бoльцмановская с температурой  $T_2$ , то

$$f_2 \sim \exp(-\varepsilon_2 / k_B T_2) \sim \exp\left[-\frac{h\nu}{(1 - m_1/m_2)k_B T_2}\right], \quad (4)$$

и спектральная плотность излучения (1) будет иметь вид

$$\frac{dN_{21}}{dt d\nu} \sim T_2^{-3/2} \nu^{5/2} \exp\left[-\frac{h\nu}{(1 - m_2/m_1)k_B T_2}\right]. \quad (5)$$

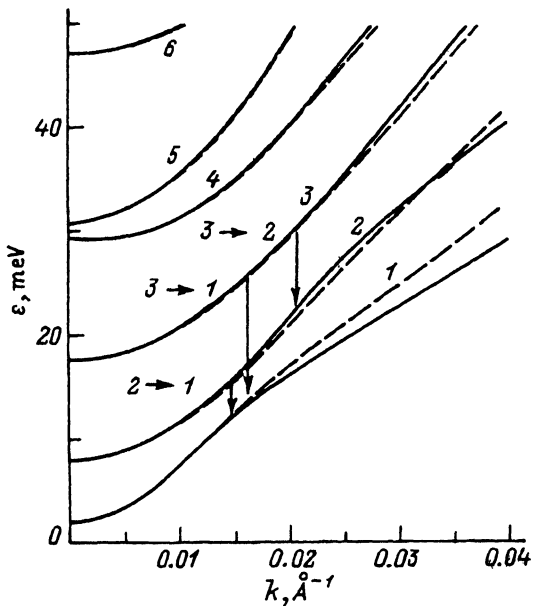


Рис. 1. Энергетический спектр двумерных дырок в квантовых ямах  $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.93}\text{Si}_{0.07}$ . Указаны номера подзон. Ширина квантовой ямы  $L_w = 174 \text{ \AA}$ . Учтено напряжение в гетероструктуре. Волновой вектор  $k$  лежит в плоскости слоя. Сплошная линия —  $k \parallel (112)$ , штриховая —  $k \parallel (110)$ . Стрелками показаны прямые переходы дырок с испусканием квантов света для тех значений  $k$ , при которых приведенная плотность состояний имеет сингулярность.

Таким образом, анализируя зависимость  $\ln[(dN_{21}/dtd\nu)\nu^{-5/2}]$  от  $h\nu$ , по наклону прямой можно определить температуру горячих легких дырок.

Энергетический спектр двумерных дырок в структурах  $\text{Ge}/\text{GeSi}$  является сложным из-за расталкивания (антипересечения) уровней размерного квантования и напряжений в структуре, связанных с несогласованием постоянных решетки  $\text{Ge}$  и твердого раствора  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ . Расчетные спектры  $\varepsilon_i(\mathbf{k})$  приведены на рис. 1. Волновой вектор дырок  $k$  лежит в плоскости слоя. Состояния тяжелых и легких дырок перемещаются при  $k > 0$ , поэтому зоны при  $k = 0$  пронумерованы в порядке возрастания энергии.

Для вычисления вероятности переходов (2) заменим суммирование по  $k$  на интегрирование  $2(2\pi)^2 \int d^2k$ . Тогда для изотропного случая без учета эффектов деполяризации получим

$$W_{ji}(\nu) = \frac{4\pi e^2}{m^2 L n^2 \omega} \langle |e_{\omega} \mathbf{p}_{ij}(\mathbf{k})|^2 \rangle \frac{k f_j(\varepsilon_j) [1 - f_i(\varepsilon_i)]}{d(\varepsilon_j - \varepsilon_i)/dk}. \quad (6)$$

Как видно из (6), вероятность переходов имеет сингулярность при тех значениях  $k$ , при которых  $h\nu = \varepsilon_j(k) - \varepsilon_i(k)$  имеет экстремум. Эта зависимость для напряженных структур  $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.93}\text{Si}_{0.07}$  показана на рис. 2. Из-за сингулярности в спектре приведенной плотности состояний следует ожидать появления пиков в спектрах излучения. Эти пики из-за рассеяния дырок должны быть уширены на величину  $\hbar/\tau$ , а

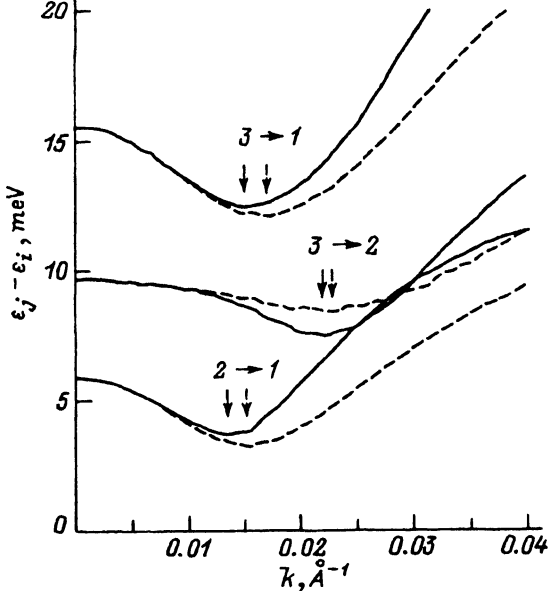


Рис. 2. Разность энергий дырок в подзонах в зависимости от  $k$  в плоскости слоя. Стрелками показаны значения  $k$ , при которых имеется экстремум  $\epsilon_j - \epsilon_i$  и, соответственно, сингулярность в приведенной плотности состояний.

также уширены из-за наличия зависимости  $\epsilon_{i,j}$  от направления  $k$  (см. сплошные и штриховые линии на рис. 1 и 2). На форму пиков большое влияние оказывает зависимость  $\rho_{ij}$  от  $k$ , которая может резко меняться в области антипересечения уровней.

### Образцы и экспериментальная методика

Образец дырочного германия представлял собой параллелепипед с размерами  $11.4 \times 8 \times 3.2 \text{ мм}^3$ . Омические контакты наносились на грани  $11.4 \times 3.2 \text{ мм}^2$ .

Квантово-размерные структуры  $\text{Ge}/\text{Ge}_{0.93}\text{Si}_{0.07}$  состояли из 36 квантовых ям, и были выращены методом газофазной эпитаксии на подложке из  $n$ -германия с удельным сопротивлением  $45 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Ширина квантовых ям и барьеров по данным рентгенографических исследований составляла  $L_w = 174 \text{ \AA}$  и  $L_b = 196 \text{ \AA}$  соответственно. Средняя часть барьеров (около  $50 \text{ \AA}$ ) легировалась бором, так что поверхностная концентрация дырок в квантовых ямах составляла  $N_{ps} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Исследованная структура имела размеры  $5.5 \times 5.5 \text{ мм}^2$ . Импульсное электрическое поле прикладывалось вдоль слоев. Длительность импульса составляла около  $0.2 \text{ мкс}$ . Частота повторения импульсов поля изменялась в диапазоне от 1 до  $100 \text{ Гц}$ . Анализировалось излучение, выходящее из торца структуры.

В качестве фотоприемника использовался фоторезистор  $\text{Ge}(\text{Ga})$  при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$ . Напряжение смещения на нем было близко к пробойному, что обеспечивало чувствительность фоторезистора также и в длинноволновой области  $\lambda > 120 \text{ мкм}$ . Спектры излучения снимались с помощью фильтра из антимонида индия, перестраиваемого

магнитным полем [12]. С помощью того же фильтра была найдена спектральная чувствительность фотоприемника. В качестве источника излучения в этом случае использовалось абсолютно черное тело.

Чтобы убедиться, что наблюдаемое излучение структур связано с излучением именно горячих 2D дырок, а не носителей заряда в подложке, исследовалось излучение реперной пластины  $n$ -Ge, имеющей параметры, близкие к параметрам подложки. Обнаружено, что интенсивность излучения структуры более чем в 30 раз превышала интенсивность излучения реперного образца.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3 показаны зависимости дрейфовой скорости от электрического поля  $v_{dr}(E)$  для дырочного германия и квантово-размерной структуры, полученные из вольт-амперных характеристик (ВАХ) при  $N_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $N_{ps} = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  соответственно. Нелинейность  $v_{dr}(E)$  в дырочном германии хорошо известна и давно объяснена [15]: она связана с усилением рассеяния дырок на оптических и акустических колебаниях решетки с ростом средней энергии дырок. Нелинейность  $v_{dr}(E)$  в структурах Ge/GeSi с ростом поля и средней энергии 2D дырок может быть связана с забросом дырок из подзоны 1 в вышележащие подзоны и подключением межподзонного рассеяния, с усилением внутризонного рассеяния на оптических и акустических фононах и ростом эффективной массы с ростом средней энергии дырок [16]. Определенная по начальному участку  $v_{dr}(E)$  подвижность примерно равна  $\mu = 2.3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Эффективная масса дырок при малых энергиях в подзоне 1 составляет  $m^* = 0.064m_0$ , а время релаксации  $\tau = 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ . Для дырок в германии  $\tau$ , определенное по начальному участку  $v_{dr}(E)$ , примерно равно  $2.4 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ . Поэтому значительно меньшая величина  $\tau$  для дырок в квантово-размерных структурах, возможно, объясняется рассеянием дырок на примесных центрах в барьере и на шероховатостях границы [17].

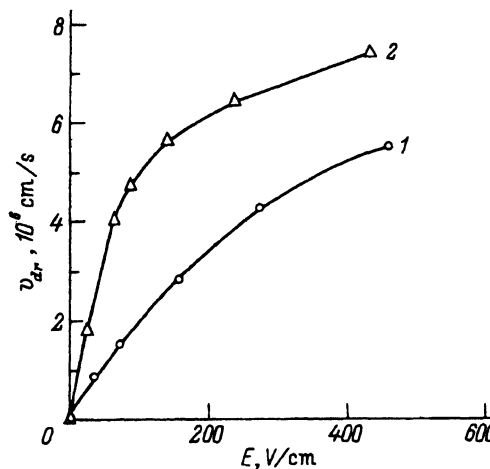


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости от электрического поля для структуры Ge/Ge<sub>0.93</sub>Si<sub>0.07</sub> с  $N_{ps} = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (1) и дырочного германия с  $N_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (2).  $T = 4.2 \text{ К}$ .

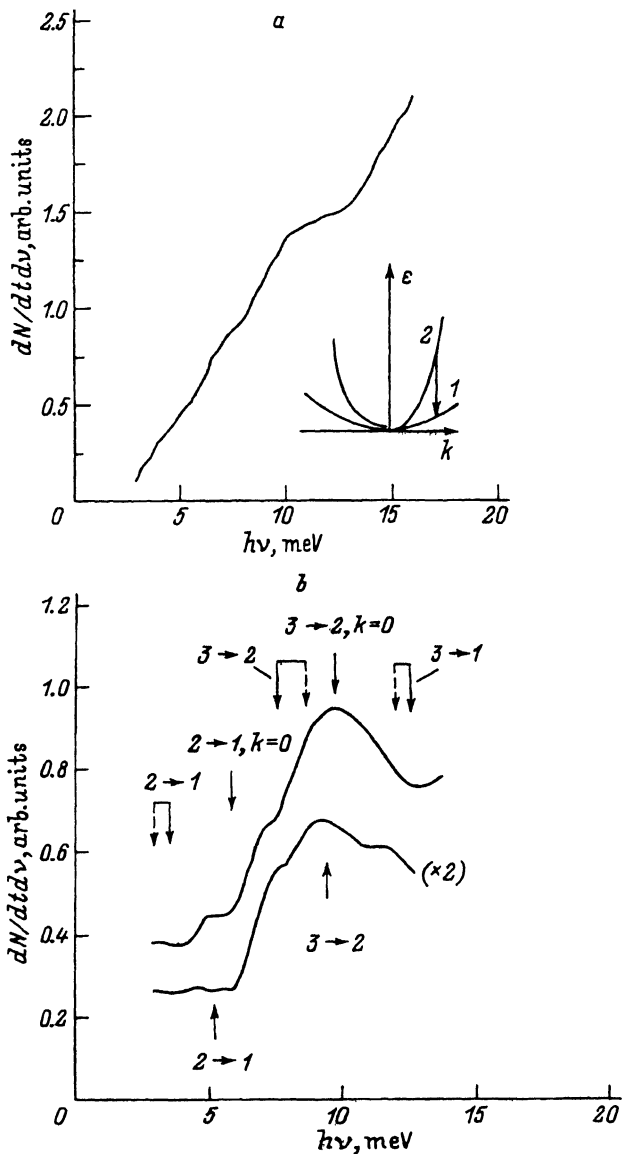


Рис. 4. Спектры излучения горячих дырок, построенные с учетом спектральной чувствительности фотоприемника.

$T = 4.2$  К. *a* — германий с  $N_p \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; на вставке — схема прямых переходов между подзонами легких (2) и тяжелых (1) дырок. *b* — гетерослой Ge/Ge<sub>0.93</sub>Si<sub>0.07</sub> с квантовыми ямами  $L_w = 174 \text{ \AA}$ ,  $N_p = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; верхняя кривая —  $E = 600$  В/см, нижняя — 135 В/см; стрелки вверх — ожидаемые расчетные положения пиков для соответствующих межподзонных переходов, стрелки вниз — экспериментально наблюдаемые положения пиков излучения, здесь же указаны возможные межподзонные переходы (см. рис. 1).

На рис. 4, *a* и 4, *b* представлены спектры интенсивности неполяризованного излучения  $dN/dtdv$  для германия и квантовых ям. Сравнение их показывает, что размерное квантование кардинально меняет спектр излучения горячих дырок. Как следует из наших расчетов, излучение

горячих легких и тяжелых дырок в германии при прямых переходах внутри- и межподзонных переходах дырок с участием оптических и акустических фононов и примесей в полях менее 150 В/см при  $\lambda < 200$  мкм примерно на порядок слабее, чем излучение при прямых переходах горячих дырок из зоны легких в зону тяжелых дырок. Для оценок интенсивности излучения в обоих случаях необходимо было найти температуру горячих тяжелых ( $T_1$ ) и легких ( $T_2$ ) дырок. Эти температуры были найдены из решения уравнения баланса для мощности с учетом межподзонных перебросов дырок [18]. Учитывалось внутри- и межподзонное рассеяние на акустических и оптических колебаниях решетки и примесях. Для  $T = 4.2$  К, поля  $E = 100$  В/см оказалось, что  $T_1 = 80$  К,  $T_2 = 100$  К.

Таким образом, спектральная зависимость излучения горячих легких дырок должна описываться выражением (5), если функция распределения по энергиям — бoльцмановская с температурой  $T_2$ . Используя это предположение и сравнивая экспериментальный спектр излучения с теоретическим (5), находим значение температуры при  $E = 100$  В/см:  $T_{p2} \simeq 150$  К. Заметим следующее: так как  $h\nu \ll \hbar\omega_0$ , ( $\hbar\omega_0$  — энергия оптического фонона), то определенная таким образом температура  $T_{p2}$  характеризует распределение легких дырок по энергиям в пассивной ( $p$ ) области энергий  $\varepsilon_2 < \hbar\omega_0$ . Определенное из уравнений баланса при том же поле значение температуры есть  $T_{a2} = 100$  К. При такой же температуре преобладающим механизмом рассеяния энергии является эмиссия оптических фононов. Поэтому из уравнения баланса мощности определяется скорее температура  $T_{a2}$  в активной области энергий  $\varepsilon_2 > \hbar\omega_0$ . Как следует из экспериментов и расчетов функции распределения по энергиям тяжелых и легких дырок, она может быть описана двумя участками бoльцмановской ФР с разными температурами в активной ( $T_{a1,2}$ ) и пассивной ( $T_{p1,2}$ ) областях, причем  $T_{p1} > T_{a1}$ ,  $T_{p2} > T_{a2}$  [15,19].

Рассмотрим теперь спектральную зависимость интенсивности неполяризованного излучения горячих 2D дырок из квантовых ям (рис. 4, б). Стрелки над кривыми помечают значения энергий квантов, для которых на зависимостях  $\varepsilon_j - \varepsilon_i$  от  $k$  имеется экстремум (рис. 1) или сингулярность в приведенной плотности состояний. Для разных направлений  $k$  это различные значения  $h\nu$  (рис. 1). Поэтому для некоторых экстремумов приведен интервал  $h\nu$ , помеченный спаренными стрелками. Однако следует отметить, что точные теоретические значения  $h\nu$  могут меняться при вариации исходных параметров зонной структуры, напряжений и степени упрощения модели. Стрелки под кривыми отмечают положение пиков и их возможную природу, т.е. их связь с переходами между различными подзонами при разных значениях  $k$ . Пики излучения размыты из-за анизотропии зависимости  $\varepsilon_i(k)$ , из-за наложения пиков разной природы и уширения пиков вследствие рассеяния дырок  $\hbar/\tau$ . Оцененное нами уширение  $\hbar/\tau \simeq 1$  мэВ сравнимо с уширением пиков из-за анизотропии.

Основной пик, вероятно, связан с переходами  $3 \rightarrow 2$ . Он близок к расчетному положению пиков  $3 \rightarrow 2$  при  $k = 2 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup> и  $k \simeq 0$ . Надежность определения положения и величины пиков  $2 \rightarrow 1$  меньше из-за слабой чувствительности фотодетектора в длинноволновой области спектра.

Исследовался спектр неполяризованного излучения. Хорошо известно, что для резонансных переходов  $i \rightarrow j$  при поляризации излучения  $e_\omega \parallel Z$  ( $Z$  — ось роста слоев) из-за эффекта деполяризации возможен сдвиг резонанса в коротковолновую область на величину, примерно равную [9,20]

$$\Delta\omega \approx 4\pi e^2 N_{si} |Z_{ij}|^2 / \hbar \epsilon L_{\text{эф}}, \quad (7)$$

где  $Z_{ij}$  — матричный элемент оператора координаты,  $N_{si}$  — поверхностная концентрация носителей заряда, определяющая резонансный вклад свободных носителей в диэлектрическую проницаемость квантовой ямы. Матричный элемент  $Z_{ij}$  для относительно узких ям  $p$ -типа найден в [9]. Предполагая, что в области сингулярности плотности состояний деполяризационный сдвиг описывается такой же величиной (7), получим для переходов  $3 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 1$   $\hbar \Delta\omega_{32,21} \simeq 2 \div 3$  мэВ. При этом считалось, что в сильных электрических полях концентрация дырок в зоне 2  $N_{s2}$  уже сравнима с исходной концентрацией дырок  $N_{s1} \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Пики излучения с поляризацией  $e_\omega \perp Z$  (в плоскости ямы) не испытывают деполяризационного сдвига. Поэтому для неполяризованного излучения возможно наблюдение двойных пиков разной интенсивности и формы (из-за разной величины координатных матричных элементов  $Z_{ij}$  и  $X_{ij}$  и их разной зависимости от  $k$ ). Отметим, что сдвиг  $\Delta\omega_{32,21}$  может изменяться с ростом поля из-за перераспределения дырок между подзонами. Поэтому для более полной интерпретации необходимо получить спектры излучения света для двух поляризацій.

Тем не менее очевидно, что основной пик находится вблизи энергий квантов, соответствующих переходам  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$ . Излучение для этих переходов находится в достаточно узкой спектральной области в полосе максимальной чувствительности фотоприемника. Поэтому интенсивность интегрального излучения будет определяться, главным образом, переходами  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$ . Зависимость интегральной интенсивности излучения от поля показана на рис. 5. Интенсивность излучения для переходов  $3 \rightarrow 2$ ,  $3 \rightarrow 1$  будет пропорциональна функции распределения дырок в зоне 3 при соответствующих энергиях  $J^V \sim f(\epsilon_3)$ . Поверхностная концентрация дырок в квантовой яме соответствует объемной концентрации  $N_p \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Частота столкновений дырок при такой концентрации велика, поэтому можно сделать достаточно оправданное предположение, что функция распределения дырок по энергиям для всех подзон (будем принимать во внимание только три нижних подзоны), — бoльцмановская с единой температурой  $T_h$ ,

$$f(\epsilon_j, T_h) = \frac{\pi \hbar^2 N_{ps} \exp(-\epsilon_j / k_B T_h)}{m_1 k_B T_h [1 + (m_2 / m_1) \exp(-\Delta_{12} / k_B T_h) + (m_3 / m_1) \exp(-\Delta_{13} / k_B T_h)]}, \quad (8)$$

где  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  — усредненные эффективные массы дырок в подзонах,  $\Delta_{ij}$  — расстояние между подзонами. Интенсивность излучения как функция  $T_h$ , а значит — и электрического поля, будет определяться функцией распределения дырок при значениях  $\epsilon_3 = 16$  и  $29$  мэВ в окрестности соответственно  $k \simeq 0$  и  $k = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  для переходов  $3 \rightarrow 2$  и  $\epsilon_3 = 24$  мэВ при  $k = 1.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  для переходов  $3 \rightarrow 1$  (рис. 1).



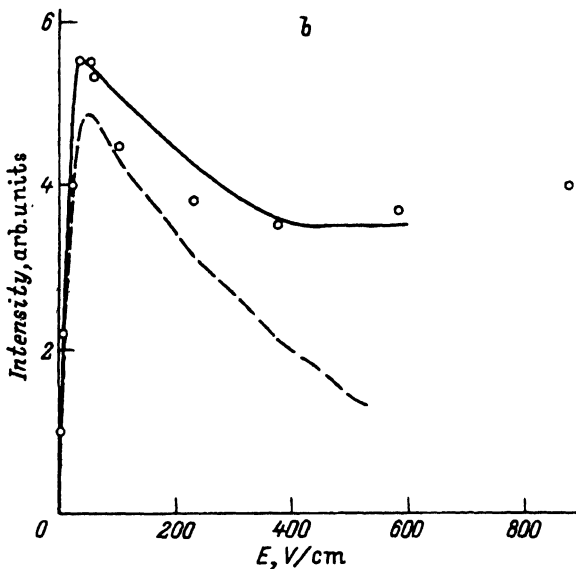
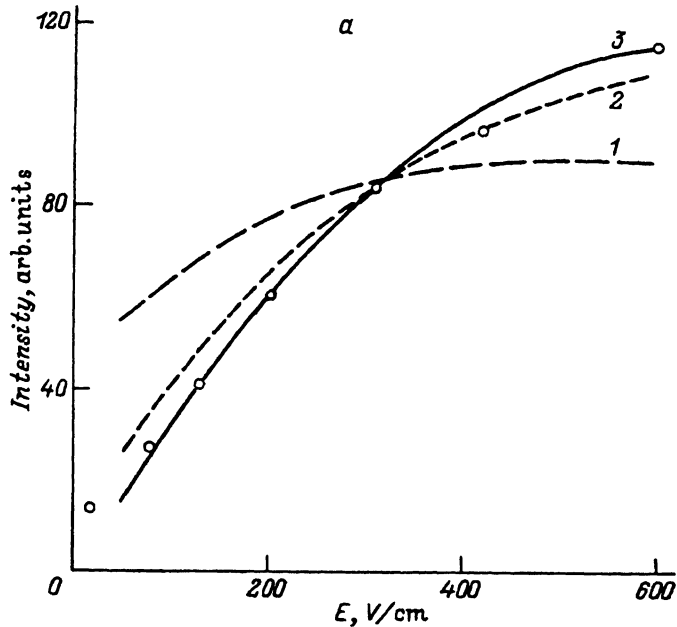


Рис. 5. Зависимость интегральной интенсивности излучения горячих дырок от поля.

$T = 4.2$  К. а: точки — эксперимент для квантово-размерных гетероструктур Ge/GeSi, кривые — расчет для переходов  $3 \rightarrow 2$ ,  $k = 0$  (1),  $3 \rightarrow 1$ ,  $k = 1.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  (2),  $3 \rightarrow 2$ ,  $k = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  (3). б: точки — эксперимент для германия; штриховая линия — расчет по теории, учитывающей вклад только прямых межподзонных переходов легких дырок, сплошная линия — расчет по теории, учитывающей вклад как прямых переходов, так и не прямых внутри- и межподзонных переходов горячих тяжелых и легких дырок с участием оптических, акустических фононов и примесей.

Температуру горячих дырок можно найти из уравнения баланса мощности. Приближенно это уравнение можно записать так:

$$ev_{dr}(E)E = \frac{\hbar\omega_0}{\tau^-} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_B T_h}\right), \quad (9)$$

где  $\tau^-$  — время испускания дыркой оптического фонона. Правая часть уравнения описывает скорость потерь энергии дыркой при эмиссии оптических фононов, а левая — скорость набора энергии в поле. Комбинируя (8) и (9), приближенно можно найти

$$J^\nu \sim \frac{(v_{dr}E)^{\epsilon_j/\hbar\omega_0}}{\ln(\hbar\omega_0/ev_{dr}E\tau^-)}. \quad (10)$$

Используя зависимость  $v_{dr}(E)$ , полученную из ВАХ (рис. 3), найдем из [9]  $T_h$  как функцию  $E$ . При  $E = 200$  В/см  $T_h \simeq 80$  К. Далее, подставив  $T_h$  в (8), построим зависимость  $J^\nu(E)$  для переходов  $3 \rightarrow 2$  ( $\epsilon_j = 16$  и  $29$  мэВ) и  $3 \rightarrow 1$  ( $\epsilon_j = 24$  мэВ). Они показаны на рис. 5, *a* кривыми 1, 3, 2 соответственно. Все кривые сдвинуты так относительно друг друга, чтобы иметь одинаковое значение при  $E = 300$  В/см. Как видно, наилучшее согласие имеется для переходов  $3 \rightarrow 2$  при  $k = 2 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup> и переходов  $3 \rightarrow 1$  при  $k = 1.7 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>. Поэтому можно сделать предположение, что излучение связано с указанными переходами в областях  $k$ , при которых имеется сингулярность в приведенной плотности состояний. Вклад в интенсивность определяется как величиной ФР (8), так и значениями матричных элементов. Поэтому более точное соответствие можно установить, если будут известны величины матричных элементов в окрестностях соответствующих значений  $k = 0.2 \cdot 10^6$  и  $1.7 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup> для переходов  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$ . Отметим, что в [16] также обнаружено дальнейшее ИК излучение горячими дырками в структурах Ge/GeSi. Авторы предполагают, что оно связано с непрямыми внутризонными переходами дырок. Однако, как показали наши исследования дальнего ИК излучения в германии  $n$ -типа проводимости, которое связано только с непрямыми переходами (выполненное по той же методике, что и для структур Ge/GeSi), особенностей в спектре излучения, подобных приведенным на рис. 4, *b*, обнаружено не было. Совершенно другой вид имеет и спектральная зависимость интенсивности излучения горячих дырок в  $p$ -Ge (рис. 4, *a*).

На рис. 5, *b* показана также зависимость интегральной интенсивности излучения в полосе чувствительности фотодетектора от электрического поля для дырочного германия (точки). При прямых переходах дырок спектральная плотность излучения описывается формулой (1). Подставив вероятность излучения (3) в (1), скорректировав на определенную экспериментально спектральную чувствительность фотоприемника и проинтегрировав по всей спектральной области от 4 до 17 мэВ, определяемой прозрачностью фильтра и чувствительностью фотодетектора, получим интегральную интенсивность излучения как функцию  $T_h$  и  $N_{p2}$ . Последние зависят от электрического поля. Найдя эту зависимость из уравнений баланса мощности для тяжелых и легких дырок [18], построим теоретическую зависимость интенсивности интегрального излучения от поля (штриховая кривая на рис. 5, *b*).

Нами рассчитан также вклад в излучение и непрямых внутри- и межподзонных переходов горячих тяжелых и легких дырок с участием оптических и акустических колебаний и примесей. Этот вклад в интегральную величину интенсивности в пределах полосы чувствительности фотоприемника также определен с учетом его чувствительности. Оказалось, что наиболее существен этот вклад для длинноволнового излучения  $\lambda > 100$  мкм, соответствующего переходам с участием оптических фононов и примесей. Интегральная интенсивность излучения для прямых и непрямых переходов как функция поля показана на том же рис. 5, *b* сплошной линией. Аналогичная зависимость была получена и объяснена ранее в [5]. Отметим, что пик в области слабых полей связан с изменением концентрации легких дырок. Сначала она возрастает по сравнению с исходной из-за преобладания межподзонного примесного рассеяния, которое тем менее интенсивно, чем больше средняя энергия, которая выше для легких дырок. Затем преобладающим становится межподзонное рассеяние на оптических колебаниях, которое при малых  $T_{1,2}$  ( $k_B T_{1,2} > \hbar\omega_0$ ) резко растет с ростом  $T_1$  и  $T_2$ , и концентрация легких дырок резко падает.

Таким образом, обнаружено излучение дальнего ИК диапазона при разогреве дырок продольным электрическим полем в квантово-размерных структурах Ge/GeSi. Спектры излучения сравниваются со спектром излучения горячих дырок германия. Сделан вывод, что излучение структур связано с прямыми межподзонами переходами дырок в квантовых ямах.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-2410) и Международным научным фондом (гранты NX5000 и NX5300).

### Список литературы

- [1] J.I. Pankov. *J. Phys. Chem. Sol.*, **6**, 100 (1958).
- [2] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев. *ФТП*, **1**, 1429 (1967).
- [3] *Optical and Quant. Electron.* (Special Issue of Far Infrared Semiconductor Lasers), **23**, N 2 (1991).
- [4] S. Komiyama. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 271 (1982).
- [5] Л.В. Берман, В.И. Гавриленко, З.Ф. Красильник, В.В. Никоноров, С.А. Павлов, А.И. Чеботарев. *ФТП*, **19**, 369 (1985).
- [6] E. Gornik, D.C. Tsui. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1425 (1976); *Surf. Sci.*, **73**, 217 (1978); *Sol. St. Electron.*, **21**, 139 (1978).
- [7] E. Gornik, R. Schawarz, D.C. Tsui, A.G. Gossard, W. Wiegmann. *Sol. St. Commun.*, **38**, 541 (1981).
- [8] Yia-Chung Chang, R.V. James. *Phys. Rev.*, **39**, 12672 (1989).
- [9] В.Я. Алешкин, Ю.А. Романов. *ФТП*, **27**, 329 (1993).
- [10] А.Г. Петров, А.Я. Шик. *ФТП*, **28**, 2185 (1994).
- [11] Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. *ФТП*, **29**, 1093 (1995).
- [12] Л.Е. Воробьев, Д.В. Донецкий, А. Кастальский. *ФТП*, **29**, 1771, (1995).
- [13] Е.О. Капе. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 82 (1956).
- [14] М.А. Васильева, Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев. *ФТП*, **1**, 29 (1967).
- [15] Э. Коуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970) [E.M. Conwell. *High field transport in semiconductors* (Academic Press, N.Y.-London, 1967)].
- [16] V. Ya. Aleshkin, N.A. Bekin, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, Z.F. Krasil'nik, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, V.V. Nikonorov, V.M. Tsvetkov. *Lithuanian J. Phys.* **35**, 368 (1995).

- [17] N. Sakaki, T. Noda, K. Narikawa, M. Tanaka, T. Matsuda. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
- [18] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Д.В. Донецкий, Ю.В. Кочегаров, В.И. Стафеев, Д.А. Фирсов. ФТП, **27**, 146 (1993).
- [19] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, Е.С. Смирницкая, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцов. ФТП, **12**, 754 (1978); **12**, 1585 (1978).
- [20] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).

Редактор Л.В. Шаронова

## Spontaneous far infrared emission by hot holes in Ge and quantum wells Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>

*V. Ya. Aleshkin, \* L. E. Vorobjev, D. V. Donetsky, O. A. Kuznetsov, \* L. K. Orlov\**

State Technical University, 195251 St.-Petersburg, Russia

\* Institute of Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603600 Nizhni Novgorod, Russia

Far infrared emission ( $\lambda = 90 \div 300 \mu\text{m}$ ) under heating of two dimensional holes in selectively doped quantum-size structures Ge/GeSi by electrical fields, applied along the layers was observed and investigated.

The photon emission occurs due to direct hole transitions between subbands. Peaks in emission spectra correlate with singularities of joint density of states of subband pairs. The emission spectra of two-dimensional holes in quantum wells are compared with emission spectra of hot three-dimensional holes in *p*-type germanium.

---