

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГОРЯЧИХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ПОЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ

Копьев П. С., Мирлин Д. Н., Поляков Д. Г., Решина И. И.,  
Сапега В. Ф., Сиренко А. А.

Исследованы спектр и поляризация фотолюминесценции горячих электронов в структурах с квантовыми ямами GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Обнаружены линейная поляризация горячей фотолюминесценции (ГФЛ), обусловленная оптическим выстраиванием электронов по импульсу линейно поляризованным светом, и рост степени поляризации ГФЛ с увеличением кинетической энергии электронов. По деполаризации ГФЛ определены времена полярного оптического рассеяния электронов в первой подзоне размерного квантования (160 фс) и времена межподзонных переходов (0.75 пс). Наблюдался спектр двумерных электронов в надбарьерной области энергий.

*Введение.* Данная работа посвящена исследованию спектра и поляризации фотолюминесценции горячих электронов в двумерных (2D) системах — структурах с квантовыми ямами и определению времен полярного рассеяния 2D-электронов.<sup>1</sup> Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по полярному рассеянию 2D-электронов характеризуются большим разбросом измеренных времен релаксации (см., например, обзоры [2, 3]). Этот разброс определяется влиянием таких трудно учитываемых факторов, как экранирование и разогрев фононов при импульсной накачке. Исследования, выполненные в данной работе, проводились при умеренной мощности накачки, когда влиянием упомянутых усложняющих факторов можно пренебречь. Таким путем с хорошей достоверностью измерено время внутривидового рассеяния 2D-электронов на полярных оптических фононах. Как мы увидим, это время не сильно отличается от рассчитанного в предположении объемного характера спектра фононов по крайней мере в исследованных в данной работе не очень тонких квантовых ямах. В работе впервые экспериментально оценены времена межподзонного рассеяния и рассеяния 2D-электронов в сплошной спектр. Двумерный спектр удалось наблюдать в надбарьерной области до энергий порядка 100 мэВ над уровнем барьера.

### 1. Образцы и методика измерений

В работе исследованы спектры и линейная поляризация фотолюминесценции горячих электронов, а также влияние магнитного поля на поляризацию. Измерения проводились на структурах с квантовыми ямами в системе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках с ориентацией (100). Параметры исследованных структур приведены в таблице. Содержание Al в барьере  $x$  определялось по спектрам комбинационного рассеяния света на оптических фононах. С этой целью была предвари-

<sup>1</sup> Предварительные результаты работы опубликованы ранее [1].

Параметры	№ структуры	
	229	224
Число периодов . . . . .	100	100
Ширина ямы, Å . . . . .	70	100
Ширина барьера, Å . . . . .	100	110
Содержание алюминия в барьере $x$ . . . . .	0.28	0.28
Легирование структуры в области квантовых ям . . .	Углерод ( $p$ -тип) $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	Углерод ( $p$ -тип) $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$
Ширина запрещенной зоны барьера при 2 К, эВ . . .	1.92	1.92
Высота барьера для электронов $\Delta E_c = 0.64 \Delta E_g$ , мэВ . .	255	255
Энергия уровней размерного квантования в яме, мэВ	$E_1 = 43$	30
	$E_2 = 170$	110
	$E_3 = 0$	200

тельно снята калибровочная кривая зависимости частот в спектрах КРС от величины  $x$ , измеренной с помощью рентгеноспектрального микроанализа. Величина  $E_g$  барьера определялась по соотношению между  $E_g$  и  $x$ , полученному по положению экситонных пиков в работе [4]. Высота барьера для электронов  $\Delta E_c$  найдена из соотношения  $\Delta E_c = 0.64 \Delta E_g$ , где  $\Delta E_g$  — величина разрыва зон [5]. Энергии уровней размерного квантования определялись из сопоставления спектров люминесценции и возбуждения с расчетными значениями. Возбуждение люминесценции осуществлялось линиями Кг<sup>+</sup> и Не—Не-лазеров 1.65, 1.83, 1.92, 1.96 эВ. Возбуждающий свет падал перпендикулярно плоскости структуры. Люминесценция регистрировалась в геометрии «на

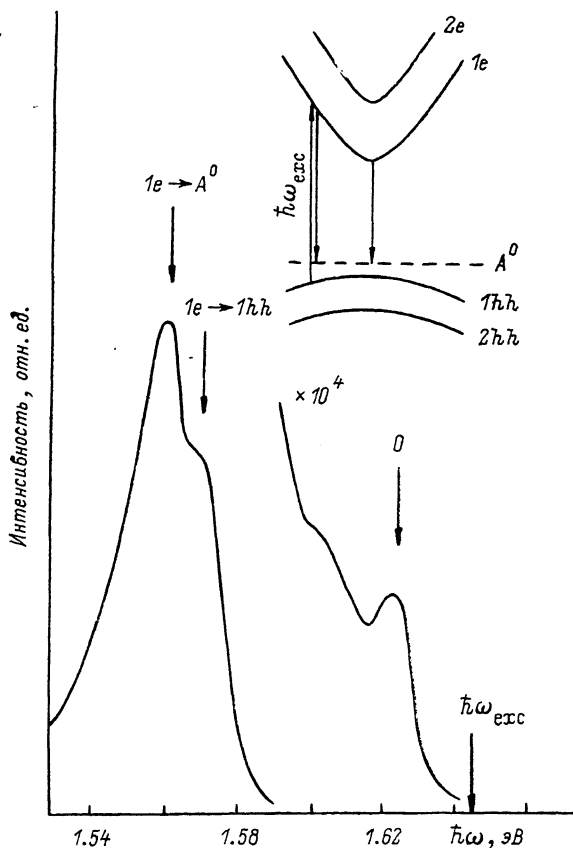


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции структуры 229 при энергии возбуждения  $\hbar \omega_{\text{exc}} = 1.65$  эВ.

Правая часть кривой — спектр горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Пик в спектре ГФЛ, обозначенный 0, соответствует рекомбинации фотовозбужденных электронов из точки рождения с равновесными дырками на уровне акцептора. Схема переходов изображена на вставке

отражение». Магнитное поле прикладывалось как перпендикулярно плоскости квантовых ям вдоль луча света (геометрия Фарадея), так и в плоскости ям (геометрия Фойгта). Мощность накачки не превышала  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует концентрации фотовозбужденных носителей, близкой к  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Последняя величина получена с учетом времени жизни неравновесных электронов, оцененного по методу оптической ориентации.

2.1. *Эксперимент.* На рис. 1 приведен спектр фотолюминесценции, полученный при возбуждении структуры 229 линией  $\hbar\omega_{\text{exc}}=1.65$  эВ. При такой энергии квантов электроны возбуждаются только в первую электронную подзону  $1e$  (см. схему переходов на рис. 1). Величина кинетической энергии электронов в точке рождения при таком возбуждении составляет  $E_0=60$  мэВ. В спектре люминесценции видны экситонный переход  $1e \rightarrow 1hh$ , а также переход со дна первой электронной подзоны на уровень акцептора  $1e \rightarrow A^0$ . Высокочастотный хвост этой компоненты в спектре обусловлен рекомбинацией горячих электронов. Пик на высокочастотном краю спектра, обозначенный  $\rho$ , соответствует рекомбинации электронов из точки рождения с энергией  $E_0$ , не претерпевших энергетической релаксации.

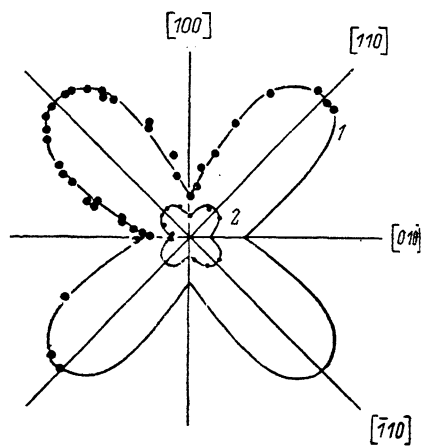
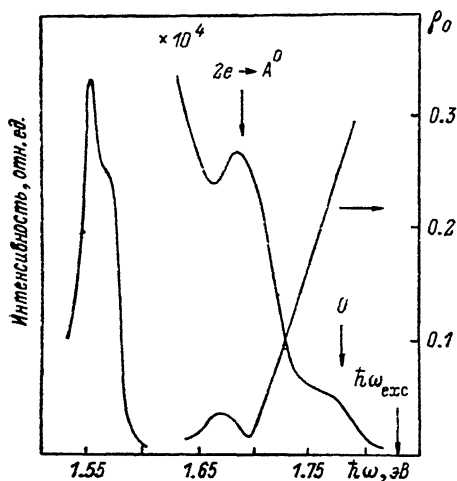


Рис. 2. Спектры интенсивности и линейной поляризации фотолюминесценции структуры 229 при энергии возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}}=1.83$  эВ.

Минимум линейной поляризации  $\rho_0$  на зависимости  $\rho_0(\hbar\omega)$  обусловлен вкладом в спектр интенсивности ГФЛ слабо поляризованных переходов со дна второй электронной подзоны на уровень акцептора.

Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации  $\rho_0$  в точке рождения от угла между вектором линейной поляризации  $e$  и кристаллографическими осями для структуры 229 при двух значениях энергии в точке рождения.

1)  $E_0=215$  мэВ:  $\rho_0^{\text{max}}=0.29$  ( $e \parallel \langle 110 \rangle$ ),  $\rho_0^{\text{min}}=0.07$  ( $e \parallel \langle 100 \rangle$ ); 2)  $E_0=60$  мэВ:  $\rho_0^{\text{max}}=0.08$  ( $e \parallel \langle 110 \rangle$ ),  $\rho_0^{\text{min}}=0.02$  ( $e \parallel \langle 100 \rangle$ ).

Горячая фотолюминесценция (ГФЛ) при возбуждении линейно поляризованным светом оказалась линейно поляризованной. При направлении вектора линейной поляризации возбуждающего света вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  в точке  $O$  спектра (рис. 1) значение степени линейной поляризации при рекомбинации из точки рождения составило  $\rho_0=0.06$  ( $E_0=60$  мэВ). С увеличением энергии  $\hbar\omega_{\text{exc}}$  величина  $\rho_0$  растет и при  $\hbar\omega_{\text{exc}}=1.83$  эВ (чему соответствует начальная энергия электронов  $E_0=215$  мэВ) достигает 0.29. На рис. 2 приведены спектры интенсивности ГФЛ и линейной поляризации  $\rho(\hbar\omega)$  при  $\hbar\omega_{\text{exc}}=1.83$  эВ;  $\rho(\hbar\omega)$  максимальна в точке рождения и спадает по мере энергетической релаксации электронов. Минимум на спектральной зависимости  $\rho(\hbar\omega)$  обусловлен подключением слабо поляризованных переходов со дна второй подзоны размером квантования на уровень акцепторов.

Зависимость  $\rho_0$  от угла, который составляет вектор линейной поляризации  $e$  с кристаллографическими осями, представлена на рис. 3 для энергий возбуждения  $\hbar\omega_{\text{exc}}$ , равных 1.65 и 1.83 эВ. Как и в трехмерном случае [6], анизотропия линейной поляризации, по-видимому, обусловлена гофрировкой валентной зоны. В данном случае она отражает гофрировку подзоны  $1hh$ , поскольку высокочастотный край ГФЛ, данные для которого представлены на рис. 3, соответствует каналу возбуждения  $1hh \rightarrow 1e$ .

Как и в трехмерном случае, линейная поляризация ГФЛ в квантовых ямах может быть объяснена оптическим выстраиванием электронов по импульсам при линейно поляризованном возбуждении [6]. Рекомбинация таких анизотропно распределенных по импульсам электронов и приводит к линейной поляризации рекомбинационного излучения. Напомним, что в трехмерном случае при рекомбинации электрона с тяжелой дыркой  $\rho_0(E_0) = \text{const}$  (при рекомбинации с дыркой на уровне акцептора это верно, если энергия электрона в точке рождения  $E_0$  много больше энергии ионизации акцептора  $E_A$ ).

В двумерном случае с ростом начальной энергии  $E_0$  наблюдается заметный рост степени начальной линейной поляризации. Зависимость  $\rho_0$  от  $E_0$  для двух структур приведена на рис. 4. Отметим также, что рост  $\rho_0$  с  $E_0$  наблюдается и в случае, когда энергия электронов превышает высоту барьера, показанную на рис. 4 стрелкой на оси энергий. По поляризационным характе-

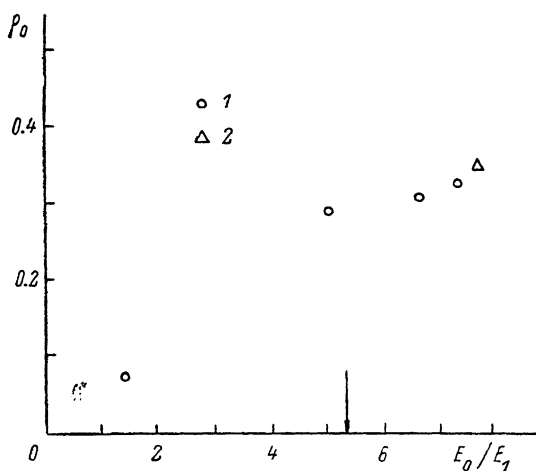


Рис. 4. Степень линейной поляризации ГФЛ  $\rho_0$  в точке рождения в зависимости от начальной энергии рекомбинирующих электронов  $E_2$ .

Приведены экспериментальные значения для двух структур с разными величинами энергии размерного квантования электронов. Структура: 1 — 229, 2 — 224.  $E_1$ , мэВ: 1 — 43, 2 — 30. Экспериментальные значения для структуры 229, расположенные справа от стрелки на оси энергий, соответствуют начальным энергиям  $E_0$  электронов, возбужденных выше барьера:  $E_0 + E_1 > \Delta E_c$ .

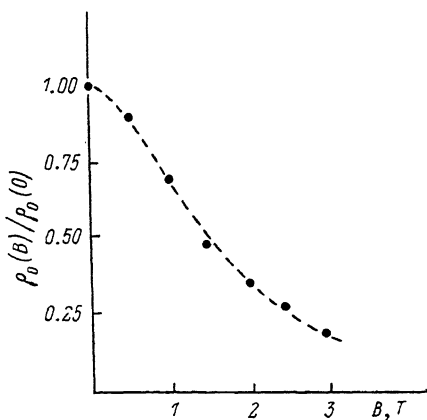


Рис. 5. Деполяризация ГФЛ в магнитном поле для точки рождения ( $E_0 = 60$  мэВ), описываемая кривой Лоренца [формула (8)] со значением  $\tau_0 = (160 \pm 10)$  фс.

ристикам, таким образом, прослеживается двумерный спектр в надбарьерной области вплоть до энергий электронов, превышающих высоту барьера на 100 мэВ.

2.2. Обсуждение. Импульсы электронов, возбужденных из валентной зоны линейно поляризованным светом, распределены анизотропно [7]. В трехмерном случае при возбуждении из зоны тяжелых дырок функция распределения по импульсам  $k$

$$f(k) \sim 1 - \frac{(k \cdot e)^2}{k^2}, \quad (1)$$

где  $e$  — вектор поляризации света. Степень анизотропии при этом не зависит от энергии, с которой рождаются электроны. Двумерный случай отличается наличием такой зависимости: медленные электроны, возбужденные вблизи дна зоны размерного квантования, имеют почти изотропное распределение по импульсам движения в плоскости ямы  $k$  [1]. Продемонстрируем сначала эту зависимость на простом примере, когда размерно-квантованы только электроны, а тяжелые дырки не квантованы и движутся свободно. Формула (1) тогда легко обобщается: функция распределения двумерных импульсов  $k$

$$f(k) \sim \left(1 - \frac{(k \cdot e)^2}{k^2 + q_z^2}\right) \frac{|\Psi_{q_z}|^2}{q_x}. \quad (2)$$

Здесь предполагалось, что свет падает вдоль оси  $z$  (ось  $z$  перпендикулярна плоскости квантовой ямы),  $q_z$  — импульс движения дырки вдоль оси  $z$ , а  $\Psi_{q_z} = \int \Psi(z) \exp(iq_z z) dz$ , где  $\Psi(z)$  — волновая функция, описывающая локализацию электрона вдоль оси  $z$ . В рассматриваемом случае неквантованные дырки электроны рождаются в полосе энергий, соответствующей различным значениям  $q_z$  дырки, образующейся при оптическом переходе. Очевидно, что характерное значение  $q_z \sim 1/L$  ( $L$  — ширина ямы), и, согласно формуле (2), распределение  $f(\mathbf{k})$  почти изотропно при  $kL \ll 1$ , а при  $kL \gg 1$  достигается максимальная степень оптического выстраивания импульсов электронов  $f(\mathbf{k}) \sim [1 - (\mathbf{k}e)^2/k^2]$ . На первый взгляд, учет размерного квантования тяжелых дырок не добавляет качественных особенностей. Однако, как оказывается ситуация меняется существенно: с ростом  $k$  степень выстраивания оказывается близкой к предельной уже при  $k \gg (m_i/m_h)^{1/2}/L$ . Таким образом, зависимость от энергии степени выстраивания проявляется при значениях  $k$ , гораздо меньших  $1/L$ . Этот результат получен в работе Меркулова с соавт., где найдены аналитические выражения для степени выстраивания при произвольных  $k$ . Мы поясним его, рассмотрев по теории возмущений предельные случаи. Суть дела состоит в том, что зависимость от  $k$  энергии основного состояния размерно-квантованной тяжелой дырки при  $k \ll (m_i/m_h)^{1/2}/L$  определяется массой легкой дырки [8]. Зависимость же от  $k$  энергии первого возбужденного уровня определяется массой тяжелой дырки. Соответственно при  $\hbar^2 k^2/2m_i \sim \hbar^2/m_h L^2$  имеет место антипересечение уровней и, значит, волновая функция движения вдоль  $z$  существенно изменяется для основного состояния уже при этих малых  $k$ . Именно при  $k \ll (m_i/m_h)^{1/2}/L$  она имеет вид

$$\Psi(z) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{L}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -i \end{bmatrix} \quad (3)$$

(спинор записан в представлении, диагонализующим оператор проекции спина дырки  $S_z$ , функция Крамерса сопряженного состояния получается комплексным сопряжением и заменой  $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ ), а при  $k \gg (m_i/m_h)^{1/2}/L$  (но  $k \ll 1/L$ )

$$\Psi(z) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{L}} \sin(q_z z) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -i \end{bmatrix}, \quad q_z \rightarrow \frac{2\pi}{L}. \quad (4)$$

Матричный элемент оптического перехода из состояния, описываемого формулой (4), в основное состояние размерно-квантованного электрона равен нулю. Таким образом, интенсивность возбуждения резко уменьшается с ростом  $k$  при  $k \sim (m_i/m_h)^{1/2}/L$ , и для ее вычисления необходимо использовать более точное выражение для  $\Psi(z)$ . Предположим сначала, что  $m_i = 0$ , тогда основная поправка к выражению (4), полученная по теории возмущений имеет вид

$$\Psi'(z) \rightarrow \frac{kL}{4\pi\sqrt{L}} [\cos(q_z z) + \text{ch}(kz)] \begin{bmatrix} 1 \\ \sqrt{3}i \\ \sqrt{3} \\ -i \end{bmatrix} + \frac{kL}{2\pi\sqrt{L}} [2\pi \sin(q_z z) - \text{sh}(kz)] \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -i \end{bmatrix}, \quad kL \ll 1, \quad (5)$$

где  $q_z \approx (2\pi/L) - (k^2 L/2\pi)$ . Следует подчеркнуть, что распространение вдоль ямы невозможно в состоянии чисто тяжелой дырки и необходимо даже при  $m_i = 0$  учитывать состояния легкой дырки (затухающие от границы ямы в глубину ее). Из выражения (5) получается, что интенсивность возбуждения пропорциональна  $(kL)^2$  при  $1/L \gg k \gg (m_i/m_h)/L$ , а степень выстраивания импульсов возбужденных электронов предельная. Кроме поправки (5), волновая функция

дырки в основном состоянии содержит составляющую, связанную с конечностью  $m_l$ , которая выражается следующим образом:

$$\Psi''(z) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{L}} \frac{10\pi^2}{3k^2 L^2} \frac{m_l}{m_h} \sin\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -i \end{bmatrix}. \quad (6)$$

При  $k \ll (m_l/m_h)^{1/2}/L$  эта поправка больше  $\Psi'(z)$  [формула (5)], однако, так же как и  $\Psi(z)$  [формула (4)], она не вносит вклада в интенсивность возбуждения. Наконец, при  $k \gg 1/L$  основное состояние дырки описывается функцией (соответствующей значениям проекции спина дырки  $\pm 3/2$  на направление  $\mathbf{k}$ )

$$\Psi(z) \rightarrow \frac{1}{2\sqrt{L}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \begin{bmatrix} 1 \\ -\sqrt{3}i \\ \sqrt{3} \\ -i \end{bmatrix} \quad (7)$$

и степень выстраивания электронов при этих  $k$  предельна. При предельном оптическом выстраивании степень поляризации  $\rho_0$  люминесценции составляет 0.5 [1] (в предположении, что электроны рекомбинируют с дырками, находящимися в основном состоянии трехмерного акцептора). Таким образом, величина  $\rho_0$  возрастает от 0 (при  $E_0=0$ ) до 0.5<sup>2</sup> (при  $E_0 \gg E_{1h}$ , где  $E_{1h}$  — энергия размерного квантования тяжелой дырки). Наблюдавшийся на опыте ход зависимости  $\rho_0(E_0)$  (рис. 4) находится в качественном соответствии с высказанными соображениями. Однако экспериментальные значения  $\rho_0$  возрастают при увеличении  $E$  медленнее, чем предсказывает теория. Причина этого расхождения остается неясной.

### 3. Деполяризация ГФЛ в магнитном поле и определение времен рассеяния

**3.1. Геометрия Фарадея.** Измерение деполяризации горячей фотолюминесценции в магнитном поле позволяет определить характерные времена релаксации горячих электронов [6]. Магнитное поле влияет на степень поляризации люминесценции (эффект Ханле). Эффект состоит в разрушении интерференции амплитуд переходов в состояния, возбуждаемые в отсутствие поля когерентно. При квазиклассическом рассмотрении эффект Ханле может быть наглядно интерпретирован как результат поворота импульсного распределения электронов под действием силы Лоренца за время жизни электрона на данном уровне энергии. При этом зависимость степени поляризации от величины магнитного поля в геометрии Фарадея (магнитное поле направлено по лучу возбуждающего света) определяется выражением

$$\rho_0(B) = \rho_0(0)/(1 + 4\omega_c^2\tau_0^2), \quad (8)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau_0$  — время жизни электрона в точке рождения. Следует отметить, что справедливость такой простой (лоренцевой) кривой эффекта Ханле требует в двумерном случае выполнения условий, более жестких, чем для трехмерного случая. Для возможности квазиклассического рассмотрения электронов в магнитном поле необходимо, чтобы при возбуждении заселялось несколько уровней Ландау и, кроме того, регистрируемое люминесцентное излучение определялось рекомбинацией также с нескольких уровней Ландау. В двумерном случае при монохроматическом возбуждении эти требования означают, что уширение дырочных состояний в валентной зоне (начальное состояние) и уширение акцепторных состояний (конечное состояние) должны превышать циклотронную энергию электрона. Первое условие — более жесткое в нашей ситуации, однако и оно, по-видимому, выполняется, поскольку от

<sup>2</sup> Точнее говоря, при переходах на уровни акцептора такая зависимость  $\rho_0(E_0)$  имеет место при выполнении условия  $E_{1h} < E_A \ll E_0$ .

существуют осцилляции в спектре интенсивности люминесценции при изменении магнитного поля в диапазоне от 0 до 4 Т, использованном при измерении деполаризации горячей фотолюминесценции.

При вычислении  $\omega_c = eB/m_c^*c$  учитывалась энергетическая зависимость  $m_c^*$  для GaAs, т. е. непараболичность зоны проводимости, в соответствии с результатами [9]. При этом полагалось, что  $m_c^*(E_0)$  для 2D-случая соответствует трехмерному значению  $m_c^*(\epsilon)$  при  $\epsilon = E_0 - E_1$ . При умеренном легировании и интенсивности накачки, использованной в данной работе,  $\tau_0$  имеет смысл времени испускания LO-фонона  $\tau_{p0}$ . Увеличение мощности накачки в 4 раза

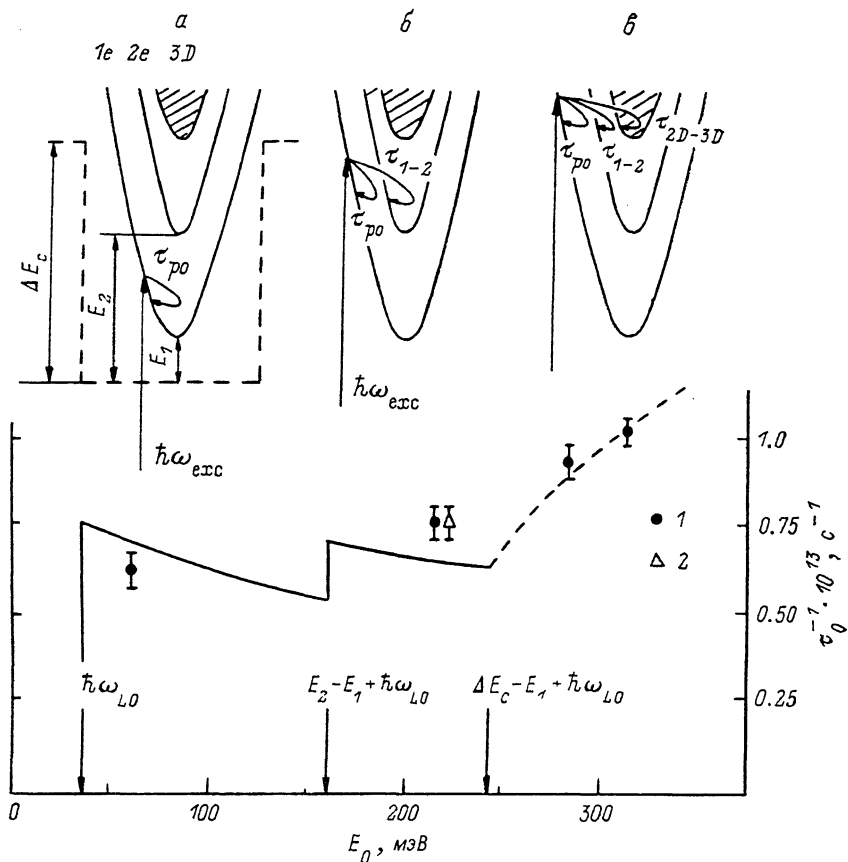


Рис. 6. Зависимость обратного времени жизни двумерных горячих электронов  $\tau_0^{-1}(E_0)$  от энергии в точке рождения.

Структура: 1 — 229, 2 — 224. Расчетная зависимость времени жизни электронов в точке рождения при рассеянии на объемных LO-фононах в квантовой яме ( $L=70 \text{ \AA}$ ) представлена сплошной линией. Штриховая линия качественно отражает уменьшение времени жизни при рассеянии в область трехмерных состояний (2D  $\rightarrow$  3D). На вставке — схемы возможных процессов рассеяния при различных энергиях в точке рождения  $E_0$ . Возбуждение: а — ниже дна второй подзоны размерного квантования ( $\tau_0 = \tau_{p0}$ ); б — выше дна второй подзоны размерного квантования ( $\tau_0^{-1} = \tau_{p0}^{-1} + \tau_{1-2}^{-1}$ ); в — выше барьера ( $\tau_0^{-1} = \tau_{p0}^{-1} + \tau_{1-2}^{-1} + \tau_{2D-3D}^{-1}$ ).

(от  $10^2$  до  $4 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$ ) не привело к выходящим за пределы точности измерений изменениям значений  $\tau_{p0}$ . На основе этого результата во Введении было сказано утверждение, что при интерпретации результатов данной работы можно пренебречь влиянием фотовозбужденных электронов (посредством разогрева фононов и экранировки электрон-фононного взаимодействия) на процессы релаксации горячих электронов. Из результатов измерений зависимости  $\rho_0(B)$ , приведенных на рис. 5, в пике 0 спектра (рис. 1) следует значение  $\tau_{p0} = (160 \pm 10) \text{ фс}$ . Энергия электронов в точке рождения в этом случае  $E_0 = 60 \text{ мэВ}$ , что ниже дна второй подзоны размерного квантования 2e. Поэтому измеренное время рассеяния соответствует внутриподзонному рассеянию

в  $1e$ -подзоне. Для рассеяния на объемных  $LO$ -фононах при такой энергии электронов и  $L=70 \text{ \AA}$  расчет, аналогичный приведенному в [10], дает близкое значение  $\tau_{p0}=130 \text{ фс}$ .

Примененная методика может быть использована в широком интервале энергий для исследования кинетики внутривоззонного и межвоззонного рассеяния. На рис. 6 приведены результаты измерений для нескольких значений  $E_0$ . Там же приведены схемы возможных процессов рассеяния. Из сравнения времен рассеяния при энергиях электронов 60 и 215 мэВ можно оценить время межвоззонного рассеяния  $1e \rightarrow 2e$ :  $\tau_{1-2} = [\tau_0^{-1}(215 \text{ мэВ}) - \tau_0^{-1}(60 \text{ мэВ})]^{-1}$ . Такая оценка становится возможной, поскольку при  $E=215 \text{ мэВ}$  в исследованных структурах рассеяние  $2D$ -электронов связано как с внутривоззонными ( $1e \rightarrow 1e$ ), так и с межвоззонными ( $1e \rightarrow 2e$ )-переходами. Таким способом мы получили  $\tau_{1-2} = (0.75 \pm 0.25) \text{ пс}$ . Эта величина несколько меньше рассчитанной для рассеяния на объемных фононах (1.1 пс).

Уменьшение времени жизни с ростом  $E_0$  при возбуждении электронов выше барьера (рис. 6, в) можно объяснить подключением процесса рассеяния электронов на оптических фононах в область трехмерных состояний. Время  $2D \rightarrow 3D$ -перехода уменьшается с ростом энергии  $E_0$ , поскольку увеличивается плотность конечных состояний в трехмерном спектре. Когда избыток энергии электрона над барьером составляет 100 мэВ, время  $2D \rightarrow 3D$ -перехода порядка 350 фс. Если «надбарьерная» энергия меньше энергии оптического фонона ( $E_0 + E_1 - \Delta E_c < \hbar\omega_{LO}$ ), то электроны будут с подавляющей вероятностью релаксировать по двумерной ветке, не рассеиваясь в трехмерный спектр.

3.2. Геометрия Фойгта. Свообразие двумерного движения проявляется в экспериментах по деполяризации ГФЛ в магнитном поле, выполненных в геометрии Фойгта. Для объемных образцов GaAs заметная деполяризация ГФЛ наблюдается как в геометрии Фарадея, так и в геометрии Фойгта (при  $B \perp e$ ), хотя отношение  $\rho_0(B)/\rho_0(0)$  для двух геометрий различно. В обоих случаях деполяризация обусловлена поворотом и изотропизацией функции распределения электронов по импульсам, происходящими в магнитном поле.

В исследованных структурах деполяризация ГФЛ в геометрии Фойгта не наблюдалась в диапазоне магнитных полей до 7 Т, когда  $\omega_c \tau_0 > 2$ , при возбуждении электронов как внутри ямы, так и выше барьера. Этот результат можно понять, если учесть, что магнитное поле существенно изменяет вид начального распределения электронов по импульсам, когда размер циклотронной орбиты становится меньше ширины квантовой ямы, т. е. магнитная длина  $l_B < L$  [ $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ ].<sup>3</sup> В исследованных структурах при  $B=7 \text{ Т}$   $l_B = 100 \text{ \AA}$ , т. е. несколько больше  $L$ , поэтому магнитное поле слабо влияет на вид импульсного распределения двумерных электронов в точке рождения.

Отсутствие деполяризации в геометрии Фойгта в точке  $E_0$  при возбуждении электронов выше барьера, а также рост начальной поляризации с увеличением  $E_0$  (рис. 4, область  $E_0 > \Delta E_c - E_1$ ) свидетельствуют о том, что ГФЛ и в этом случае формируется рекомбинацией именно двумерных электронов. Электроны, которые неупруго рассеиваются в трехмерный спектр, будучи вновь захваченными квантовой ямой, не вносят вклада в излучение из точки рождения. Таким образом, в люминесценции наблюдается ветвь двумерных состояний в надбарьерной области в достаточно широком интервале энергий.

Авторы признательны Б. П. Захарчене и В. И. Перелю за обсуждение результатов работы и В. В. Третьякову за проведение рентгеноспектрального анализа.

#### Список литературы

- [1] Zakharchenya B. P., Kop'ev P. S., Mirlin D. N., Polyakov D. G., Reshina I. I., Saepaga V. F., Sirenko A. A. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 3. P. 203—206.  
 [2] Lyon S. A. // J. Luminesc. 1986. V. 35. N 3. P. 121—154.

<sup>3</sup> При  $l_B \gg L$  магнитное поле в геометрии Фойгта влияет существенно на состояния электрона (и соответственно на характер люминесценции), если энергия  $E_1$  его движения в плоскости квантовой ямы поперек  $B$  достаточно велика:  $E_1 > \hbar^2 l_B^2 / m^* L^2$ . При выполнении этого условия электрон прижимается полем к стенкам ямы.



- [3] Shah J. // J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1728—1743.
- [4] Bosio C., Staehli J. L., Guzzy M., Burry G., Logan R. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. B38. N 5. P. 3263—3288.
- [5] Lander J. M., Heinrich H. // Physica. 1985. V. 134B. N 2. P. 444—450.
- [6] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. В. 3. С. 459—499.
- [7] Дымников В. Д., Дьяконов М. И., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 12. С. 2373—2380.
- [8] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 5. С. 1584—1590.
- [9] Ambrazevicius G., Cardona M., Merlin R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 6. P. 700—704.
- [10] Price P. J. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 2234—2235.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 20.02.1990  
Принята к печати 26.02.1990

