

## Рассеяние горячих электронов нейтральными акцепторами в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlAs

© Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 февраля 1998 г. Принята к печати 12 февраля 1998 г.)

Исследовано оптическое выстраивание горячих электронов и его разрушение в магнитном поле в условиях, когда существенно рассеяние электронов на нейтральных акцепторах. Это позволило определить вероятность рассеяния горячих электронов из начального фотовозбужденного состояния, а также времена, характеризующие их энергетическую и импульсную релаксацию при рассеянии на нейтральных акцепторах. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетными.

### Введение

Наблюдение оптического выстраивания импульсов горячих фотовозбужденных электронов и его изменения в магнитном поле позволяет непосредственно измерять времена, характеризующие релаксацию горячих электронов по величине и направлению их квазиимпульса. В основе этого метода лежит тот факт, что при возбуждении линейно поляризованным светом распределение фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам оказывается анизотропным в плоскости, перпендикулярной возбуждающему лучу. В кристаллах типа GaAs в пренебрежении гофрировкой валентной зоны эта анизотропия характеризуется существованием выделенной оси, связанной с плоскостью поляризации возбуждающего света. Это в свою очередь приводит к линейной поляризации горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Степень поляризации ГФЛ, ее зависимость от магнитного поля и энергии фотона люминесценции непосредственно отражает релаксацию импульсного распределения фотовозбужденных электронов [1–4].

В слабо и умеренно легированных кристаллах GaAs с концентрацией акцепторов менее  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  рассеяние горячих электронов происходит преимущественно на продольных оптических фонах [1]. В кристаллах с большей концентрацией акцепторов возникает дополнительный механизм — рассеяние на нейтральных акцепторах, сопровождающееся их возбуждением и ионизацией [1].

Метод оптического выстраивания был впервые распространен на структуры с квантовыми ямами в работе [5] (см. обзор [6]). В умеренно легированных структурах с квантовыми ямами (СКЯ) GaAs/AlAs фоновое рассеяние горячих двумерных электронов имеет специфические особенности по сравнению с объемным случаем [7–9]. Оно происходит главным образом на квантованных (confined) фонах GaAs и интерфейсных фонах типа AlAs.

Настоящая работа посвящена изучению рассеяния горячих электронов на мелких акцепторах в СКЯ и сравнению с результатами для объемного случая. Часть результатов была опубликована ранее [10]. Здесь представлены

результаты исследований рассеяния горячих электронов с энергией  $0.16 \div 0.3 \text{ эВ}$  в СКЯ GaAs ( $50 \text{ \AA}$ )/AlAs ( $100 \text{ \AA}$ ), легированных акцепторной примесью бериллия в диапазоне  $3 \cdot 10^{17} \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Экспериментальные результаты сравниваются с теоретической моделью.

Статья построена следующим образом. В разделе 1 дано описание образцов и метода измерений. В разделе 2 — теоретическое рассмотрение, позволяющее выразить измеряемые величины через времена, характеризующие релаксацию распределения импульсов горячих электронов в квантовой яме. Раздел 3 содержит экспериментальные результаты, а раздел 4 — их обсуждение. В *приложении* вынесен приближенный расчет сечений релаксации горячих электронов на акцепторах в квантовой яме.

### 1. Образцы и метод измерений

Структуры с квантовыми ямами GaAs/AlAs выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100). Они состояли из 70 периодов с ямами шириной  $50 \text{ \AA}$  и барьерами шириной  $100 \text{ \AA}$ . Ямы были легированы в центральной части шириной  $20 \text{ \AA}$  акцепторной примесью бериллия в диапазоне  $3 \cdot 10^{17} \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Таким же методом выращивались объемные пленки GaAs:Be толщиной  $1 \text{ мк}$ .

Концентрация свободных дырок при комнатной температуре и более высоких температурах вплоть до  $430 \text{ К}$  находилась из холловских измерений. Поскольку в диапазоне  $300 \div 430 \text{ К}$  концентрация не изменялась, можно было считать, что все акцепторы ионизованы, и принять концентрацию свободных дырок при  $300 \text{ К}$  за концентрацию нейтральных акцепторов при гелиевых температурах. Измеренные концентрации приведены в табл. 1.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> В предварительных результатах, опубликованных нами в [10], концентрация нейтральных акцепторов измерялась также методом масс-спектрографии вторичных ионов (SIMS). Для объемных образцов оба метода давали близкие результаты. Однако для СКЯ метод SIMS давал существенно большие значения концентраций, чем холловские измерения. Ввиду некоторой неоднозначности в интерпретации результатов SIMS для СКЯ мы предпочли использовать в этой работе результаты холловских измерений.

**Таблица 1.** Концентрация дырок в образцах при  $T = 300$  К

Образцы	№ образца	Концентрация дырок $p$ , $10^{18} \text{ см}^{-3}$
GaAs/AlAs: Be 55 Å/100 Å	1-261	0.3
GaAs/AlAs: Be 50 Å/100 Å	424	0.8
—”—	452	1.4
—”—	812	4.6
GaAs: Be	598	0.9
—”—	626	1.6
GaAs: Cd	4020	0.05

Измерение вероятности рассеяния проводилось с помощью метода, основанного на исследовании фотолуминесценции горячих электронов (ГФЛ) и ее поляризационных характеристик в магнитном поле. Этот метод был разработан нами ранее для исследования динамики горячих электронов [1] и с успехом использовался недавно для исследования электрон-фононного взаимодействия в квантовых ямах [8–9]. Суть метода заключается в следующем. Электроны с помощью лазера непрерывного действия с малой мощностью накачки возбуждаются в состоянии с высокой энергией в первой электронной подзоне размерного квантования. Они рекомбинируют с дырками, локализованными на акцепторах, как из начального возбужденного состояния с энергией  $\epsilon_0$ , так и в процессе энергетической релаксации по первой электронной подзоне. Фотолуминесценция горячих электронов частично линейно поляризована, что обусловлено анизотропным распределением их импульсов. Магнитное поле, приложенное в геометрии Фарадея, приводит к деполаризации люминесценции (эффект Ханле). При этом

$$\frac{\rho_B}{\rho_0} = \frac{1}{1 + 4\omega_c^2 \tau_H^2}, \quad (1)$$

где  $\rho_B, \rho_0$  — степени линейной поляризации в поле  $B$  и при  $B = 0$  соответственно,  $\omega_c = eB/m^*c$  — циклотронная частота,  $\tau_H$  — ”время Ханле (Hanle)”. Если электроны рекомбинируют из начального возбужденного состояния, то  $\tau_H \equiv \tau_0$  и непосредственно выражается через вероятности рассеяния (см. разд. 2):

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}} + \frac{1}{\tau_2^{\text{el}}}, \quad (2)$$

где  $\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  — время ухода из начального фотовозбужденного состояния за счет неупругих столкновений, а  $\tau_2^{\text{el}}$  — время разрушения выстраивания импульсов за счет упругих столкновений.

В том случае, когда электроны рекомбинируют после некоторой энергетической релаксации из состояния с

энергией  $\epsilon$  и энергия в ходе релаксации теряется малыми порциями  $\Delta\epsilon$  (причем  $\Delta\epsilon < \epsilon_0 < \epsilon$ ), формула (1) может применяться с хорошим приближением для измерения  $\tau_H$ , которое в этом случае приобретает смысл времени спуска  $\tau_d$  и его можно выразить через некоторое время  $\tau_{\epsilon 2}$ , учитывающее разрушение выстраивания при энергетической релаксации (точное определение  $\tau_{\epsilon 2}$  см. в разд. 2).

$$\tau_d = \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \tau_{\epsilon' 2} \frac{d\epsilon'}{\epsilon'} \quad (3)$$

при  $\epsilon_0 - \epsilon \ll \epsilon_0$  формула (3) может быть преобразована к виду

$$\tau_d = \frac{\tau_{\epsilon 2}}{\epsilon_0} (\epsilon_0 - \epsilon). \quad (4)$$

Таким образом, измерив с помощью описанного метода время спуска  $\tau_d$ , можно, используя формулу (4), найти время релаксации  $\tau_{\epsilon 2}$ .

В объемном случае рассеяние на акцепторах происходит в основном на малые углы [11]. При этом вторым членом в формуле (2) можно пренебречь, а время  $\tau_{\epsilon 2}$  практически совпадает с временем энергетической релаксации  $\tau_{\epsilon}$  [1]. В случае квантовой ямы это не так, отличие  $\tau_{\epsilon 2}$  от  $\tau_{\epsilon}$  существенно (см. приложение).

Спектральная зависимость линейной поляризации в отсутствие магнитного поля определяется темпом разрушения анизотропии распределения по импульсам по мере энергетической релаксации (которое происходит с временем  $\tau_2$ ). Изотропизация импульсного распределения вызывает уменьшение линейной поляризации ГФЛ, которое может быть аппроксимировано следующим выражением:

$$\frac{\rho(\epsilon)}{\rho(\epsilon_0)} = \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{\gamma}. \quad (5)$$

Величина  $\gamma$  выражается через времена релаксации (в объемном случае  $\gamma = \tau_{\epsilon} / \tau_2$ ).

Таким образом, задача заключается в измерении времени  $\tau_0$  и времени  $\tau_{\epsilon 2}$  на основе данных по деполаризации ГФЛ в магнитном поле в зависимости от концентрации акцепторов, а также величины  $\gamma$ , характеризующей уменьшение поляризации по мере энергетической релаксации электрона, участвующего в акте излучения. Для обоих времен релаксация  $\tau_0$  и  $\tau_{\epsilon 2}$  использовалась аппроксимация

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{ph}}} + N_A \sigma v. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_{\text{ph}}$  — соответствующее время, обусловленное взаимодействием с фононами,  $v$  — скорость электрона,  $\sigma$  — сечение рассеяния,  $N_A$  — концентрация нейтральных акцепторов. Для сравнения с объемным случаем полезно ввести для СКЯ эффективную объемную концентрацию. Ее естественно определить как концентрацию в пределах

квантовой ямы, усредненную с весом  $|\psi(z)|^2$ , где

$$\psi(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \cos \frac{\pi z}{d}$$

— волновая функция электрона в первой подзоне размерного квантования. При легировании в пределах ширины  $l$  вблизи середины ямы (при  $l \ll d$ )  $N_A$  есть двумерная концентрация  $N_{2D}$ , деленная на  $d/2$ :

$$N_A = 2 \int_0^{l/2} \frac{N_{2D}}{l} |\psi|^2 dz = \frac{2N_{2D}}{d}.$$

Конечной целью работы является измерение сечений  $\sigma_0$  и  $\sigma_{\varepsilon 2}$  и сравнение результатов для объема и СКЯ, а также сравнение измеренных значений с результатами приближенного расчета. Измерения проводились на дифракционном спектрометре с двойным монохроматором ДФС-24 с охлаждаемым фотоумножителем и системой счета фотонов. Управление экспериментом осуществлялось электронно-вычислительной машиной. Для возбуждения люминесценции использовались лазеры непрерывного действия с энергиями 1.96 эВ (He-Ne), 1.916 и 1.833 эВ ( $\text{Kr}^+$ ). Образцы находились в парах гелия в криостате со сверхпроводящим соленоидом, обеспечивающим магнитные поля до 7 Тл. Мощность лазера на входе в криостат не превышала 17 мВт. Температура образцов не превышала 6 К.

## 2. Степень выстраивания импульсов фотовозбужденных электронов в квантовой яме с учетом столкновений

Цель этого раздела — выразить степень выстраивания фотовозбужденных электронов и ее зависимость от магнитного поля через характеристики столкновений. Далее предполагается, что электроны принадлежат первой подзоне размерного квантования, и их состояние характеризуется двумерным волновым вектором  $\mathbf{k}$  в плоскости ямы. Функция распределения  $f(\mathbf{k})$  удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\omega_c \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial \psi} + f(\mathbf{k}) \int W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \frac{d^2 k'}{(2\pi)^2} - \int f(\mathbf{k}') W(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \frac{d^2 k'}{(2\pi)^2} = F(\mathbf{k}). \quad (7)$$

Здесь  $F(\mathbf{k})$  характеризует возбуждение. Предполагается, что магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости ямы вдоль оси  $Z$ ;  $\psi$  — угол между вектором  $\mathbf{k}$  и осью  $X$ , параллельно которой направлена ось выстраивания в момент возбуждения,  $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  — вероятность перехода электрона в единицу времени из состояния  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$ . Будем характеризовать

состояние электрона его двумерной энергией  $\varepsilon$  и углом  $\psi$  и разложим  $f(\mathbf{k})$  и  $F(\mathbf{k})$  в ряды Фурье

$$f(\mathbf{k}) = \sum_m f_m(\varepsilon) e^{im\psi}; \quad F(\mathbf{k}) = \sum_m F_m(\varepsilon) e^{im\psi}. \quad (8)$$

Вероятности  $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  зависят от энергий  $\varepsilon, \varepsilon'$  и угла  $\varphi$  между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ ;  $\varphi = \psi' - \psi$ . Учитывая это, из уравнения (7) получаем уравнения для фурье-компонент функции распределения

$$im\omega_c f_m(\varepsilon) + f_m(\varepsilon) \int W_0(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon' - \int f_m(\varepsilon') W_m(\varepsilon', \varepsilon) \rho d\varepsilon' = F_m(\varepsilon), \quad (9)$$

$$W_m(\varepsilon', \varepsilon) = \int_{-\pi}^{\pi} W(\mathbf{k}', \mathbf{k}) e^{im\varphi} \frac{d\varphi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} W(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \cos(m\varphi) d\varphi. \quad (10)$$

Здесь учтено, что  $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  является четной функцией угла  $\varphi$ ,  $\rho$  — плотность состояний (напомним, что  $\rho$  не зависит от энергии).

Степень выстраивания  $\alpha$ , которой пропорциональна линейная поляризация люминесценции, определяется формулой

$$\alpha(\varepsilon) = \frac{f_2(\varepsilon) + f_{-2}(\varepsilon)}{f_0(\varepsilon)}, \quad (11)$$

так что из уравнений (9) нам нужны только уравнения с  $m = 0, \pm 2$ .

В дальнейшем ограничимся областью низких температур, в которой столкновения не могут приводить к росту энергии электрона:  $W_m(\varepsilon, \varepsilon') = 0$  при  $\varepsilon' > \varepsilon$ . При столкновениях с примесными центрами (в частности с акцепторами) следует различать между неупругими столкновениями, в процессе которых энергия электрона частично передается носителю на акцепторе (дырке), и упругими столкновениями, при которых волновой вектор электрона лишь поворачивается, не изменяясь по величине. В соответствии с этим положим

$$W_m(\varepsilon', \varepsilon) = W_m^{\text{inel}}(\varepsilon', \varepsilon) + W_m^{\text{el}}(\varepsilon', \varepsilon), \quad (12)$$

причем  $W_m^{\text{el}}(\varepsilon', \varepsilon)$  содержит множитель  $\delta(\varepsilon - \varepsilon')$ .

Будем в дальнейшем считать, что возбуждаются электроны с единственной энергией  $\varepsilon_0$ . Таким образом, мы пренебрегаем всеми механизмами уширения начального распределения электронов (включая гофрировку валентной зоны). Тогда  $F_m(\varepsilon) \propto A_m \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$  (для линейной поляризации возбуждения  $A_m = A_{-m}$ ) и решение уравнения (9) можно записать в виде

$$f_m(\varepsilon) = a_m \delta(\varepsilon - \varepsilon_0) + b_m(\varepsilon), \quad (13)$$

где  $b_m(\varepsilon)$  — плавная функция, описывающая электроны, испытавшие энергетическую релаксацию. Если учитывать механизмы уширения, то  $\delta$ -функция заменится

на пик, имеющий конечную ширину. Для дальнейшего важно только, чтобы высота этого пика при  $\varepsilon = \varepsilon_0$  была гораздо больше, чем величина плавной части  $b_m(\varepsilon)$ . Для  $a_0, a_{\pm 2}$  из (9) с учетом (12) имеем уравнения

$$\frac{a_0}{\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}} = A_0; \quad \pm 2i\omega_c a_{\pm 2} + \left( \frac{1}{\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}} + \frac{1}{\tau_2^{\text{el}}} \right) a_{\pm 2} = A_2, \quad (14)$$

где введены обозначения

$$\frac{1}{\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}} = \int W_0^{\text{inel}}(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon', \quad (15)$$

$$\frac{1}{\tau_2^{\text{el}}} = \int \left[ W_0^{\text{el}}(\varepsilon, \varepsilon') - W_2^{\text{el}}(\varepsilon, \varepsilon') \right] \rho d\varepsilon'. \quad (16)$$

Время  $\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  имеет смысл времени ухода из состояния с энергией  $\varepsilon_0$ , обусловленного неупругими столкновениями, время  $\tau_2^{\text{el}}$  есть время разрушения второй гармоники  $f_2$  функции распределения из-за упругих столкновений. Эти времена входят в уравнения (15) и (16) при  $\varepsilon = \varepsilon_0$ .

С помощью уравнений (11), (13), (14) находим для степени выстраивания при энергии  $\varepsilon_0$

$$\alpha_B = \frac{\alpha_0}{1 + (2\omega_c \tau_0)^2}, \quad (17)$$

$$\alpha_0 = \frac{2A_2}{A_0} \frac{\tau_0}{\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}}, \quad (18)$$

где  $\tau_0$  — время (2), определяющее разрушение выстраивания в магнитном поле. Формула (18) дает зависимость степени выстраивания в точке рождения при нулевом магнитном поле от темпа упругих столкновений. Если упругие столкновения отсутствуют (например, при релаксации только на оптических фонах), то  $\tau_0 = \tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  и значение  $\alpha_0$  определяется возбуждением и не зависит от релаксации.

Рассмотрим теперь выстраивание электронов, прорелаксировавших по энергии, т.е. при  $\varepsilon < \varepsilon_0$ . Распределение таких электронов характеризуется величинами  $b_m(\varepsilon)$  (см. формулу (13)). Для них из уравнений (9), (12) и (13) получаем

$$b_0(\varepsilon) \int W_0(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon' - \int b_0(\varepsilon') W_0(\varepsilon', \varepsilon) \rho d\varepsilon' = a_0 W_0(\varepsilon_0, \varepsilon) \rho, \quad (19)$$

$$\pm 2i\omega_c b_{\pm 2}(\varepsilon) + b_{\pm 2}(\varepsilon) \frac{1}{\tau_2} + b_{\pm 2}(\varepsilon) \int W_2(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon' - \int b_{\pm 2}(\varepsilon') W_2(\varepsilon', \varepsilon) \rho d\varepsilon' = a_{\pm 2} W_2(\varepsilon_0, \varepsilon) \rho. \quad (20)$$

Здесь  $\tau_2$  определяется формулой, аналогичной (16), но в которую входят суммарные вероятности  $W_m(\varepsilon, \varepsilon')$  [см. (12)]. В уравнении (19) левая часть описывает постепенный спуск электрона от энергии  $\varepsilon_0$  до  $\varepsilon$ , а правая — прямой переход от  $\varepsilon_0$  к  $\varepsilon$ . Если  $\varepsilon_0 - \varepsilon \gg \Delta\varepsilon$ , где  $\Delta\varepsilon$  характерная энергетическая потеря, то правыми частями

в уравнениях (19), (20) можно пренебречь, а в левых частях перейти к приближению Фоккера–Планка, т.е. положить (считая еще  $\varepsilon \gg \Delta\varepsilon$ )

$$b_m(\varepsilon) \int W_m(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon' - \int b_m(\varepsilon') W_m(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon' \approx -\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \frac{b_m(\varepsilon) \varepsilon}{\tau_{\varepsilon m}}, \quad (21)$$

где

$$\frac{1}{\tau_{\varepsilon m}} = \frac{1}{\varepsilon} \int W_m(\varepsilon, \varepsilon') \rho d\varepsilon'. \quad (22)$$

Отметим, что  $\tau_{\varepsilon 0}$  есть просто время релаксации энергии  $\tau_{\varepsilon 0} \equiv \tau_{\varepsilon}$ .

Таким образом, в области  $\varepsilon_0 - \varepsilon \gg \Delta\varepsilon$ ,  $\varepsilon \gg \Delta\varepsilon$  уравнения (19), (20) превращаются в дифференциальные уравнения, решение которых дает

$$b_0(\varepsilon) \propto \tau_{\varepsilon},$$

$$b_{\pm 2} \propto \tau_{\varepsilon 2} \exp \left[ \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \left( \mp 2i\omega_c - \frac{1}{\tau_2} \right) \tau_{\varepsilon 2} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right]. \quad (23)$$

В рассматриваемом интервале энергий  $\varepsilon$  формулы (23) дают зависимость от  $\varepsilon$  проинтегрированной по углам функции распределения и ее второй гармоники. Коэффициенты пропорциональности в этих формулах могут зависеть от  $\varepsilon_0$ . Их нахождение потребовало бы решения интегральных уравнений (19), (20) в области  $\varepsilon$ , близких к  $\varepsilon_0$ . Подставляя в формулу (11) вместо  $f_m$  выражение  $b_m$  из (23), получаем для степени выстраивания при  $\varepsilon_0 - \varepsilon \gg \Delta\varepsilon$ ,  $\varepsilon \gg \Delta\varepsilon$

$$\alpha_B(\varepsilon) \propto \alpha_0(\varepsilon) \cos 2\omega_c \tau_d, \quad (24)$$

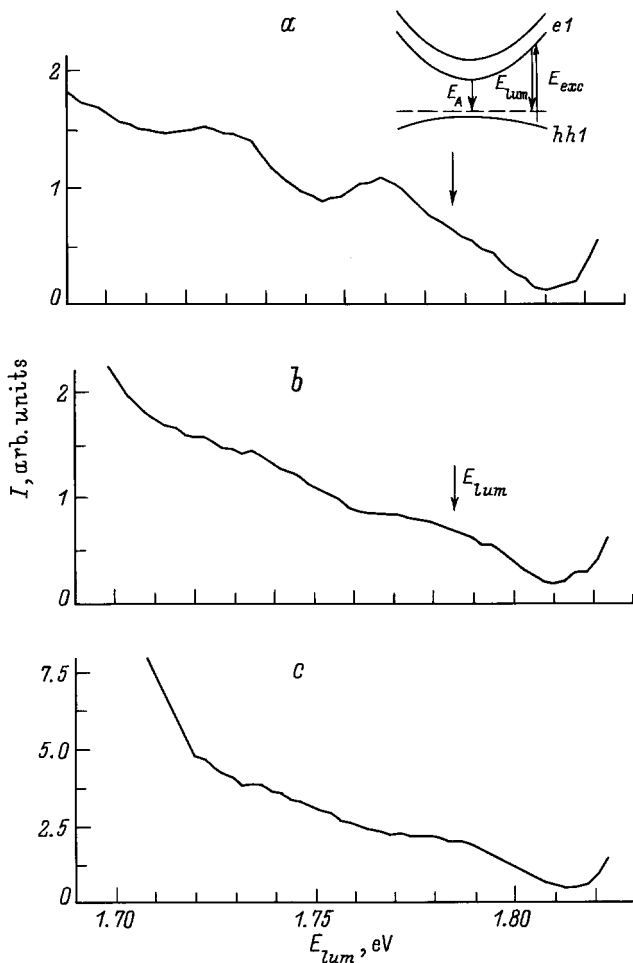
где  $\tau_d$  имеет смысл "времени спуска" (3), а  $\alpha_0(\varepsilon)$  — выстраивание в нулевом поле

$$\alpha_0(\varepsilon) \propto \frac{\tau_{\varepsilon 2}}{\tau_{\varepsilon}} \exp \left( - \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\tau_{\varepsilon 2}}{\tau_2} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right). \quad (25)$$

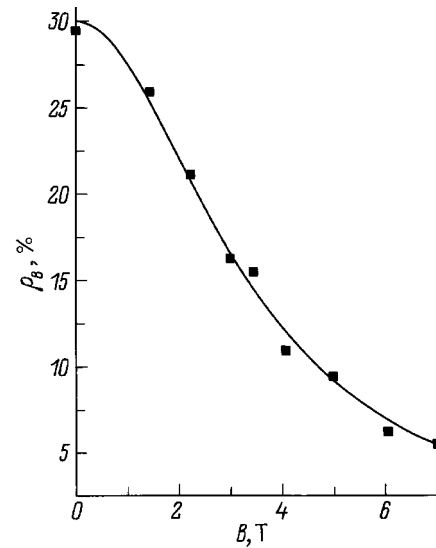
Формула (24) соответствует ситуации, когда ось выстраивания вращается в магнитном поле, а степень выстраивания относительно этой вращающейся оси остается постоянной. На самом деле поправки к уравнению Фоккера–Планка приведут к затуханию осцилляций  $\alpha$  как функции от  $\omega_c$ . Однако в области магнитных полей, в которой  $\alpha(\varepsilon)/\alpha_0(\varepsilon) \leq 1/2$  (обычно используемой в эксперименте), функция  $\cos 2\omega_c \tau_d$  мало отличается от лоренцевой кривой  $1/[1 + (2\omega_c \tau_d)^2]$ . Поэтому можно считать, что роль времени Ханле в рассматриваемом интервале энергий играет время спуска  $\tau_d$ . Конечно, при этом  $\tau_d$  должно быть много больше, чем время ухода  $\tau_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  из состояния с энергией  $\varepsilon_0$ .

### 3. Экспериментальные результаты

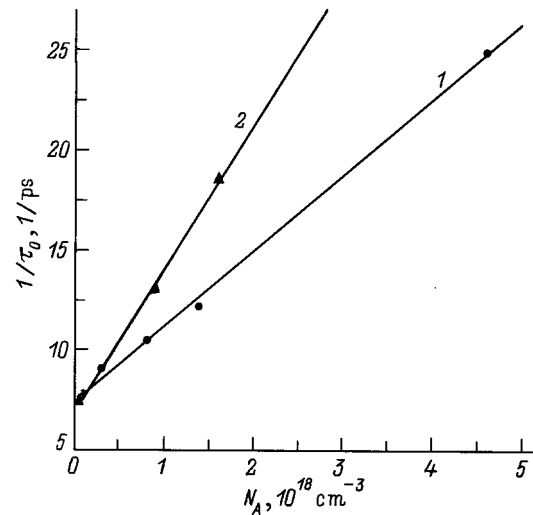
На рис. 1 в качестве примера приведены спектры горячей люминесценции для СКЯ. При концентрации акцепторов  $0.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в спектре еще наблюдаются фоновые осцилляции; при увеличении концентрации они замываются. Это свидетельствует о том, что основным механизмом релаксации становится взаимодействие с дырками, локализованными на акцепторах. Деполяризация в магнитном поле измерялась на высокочастотном краю спектров при энергии  $E_{lum}$ , отмеченной стрелками на рис. 1. Эта энергия соответствует кинетической энергии электрона  $\varepsilon_0 = E_{lum} - E_A$ , где  $E_A$  — энергия перехода на акцептор со дна первой электронной подзоны. Значение  $E_A$  определялось из спектра краевой люминесценции, который раскладывался на два максимума, соответствующие переходу на акцептор и экситонному переходу.



**Рис. 1.** Спектры фотолюминесценции горячих электронов для структур с квантовыми ямами при концентрации  $N_A, 10^{18} \text{ см}^{-3}$ : *a* — 0.8, *b* — 1.4, *c* — 4.6;  $E_{exc} = 1.833 \text{ эВ}$ ,  $\varepsilon_0 = 0.16 \text{ эВ}$ ,  $T \approx 6 \text{ К}$ . Стрелки указывают энергию, при которой измерялась кривая деполяризации, соответствующая  $\varepsilon_0$ . На вставке приведена схема переходов.



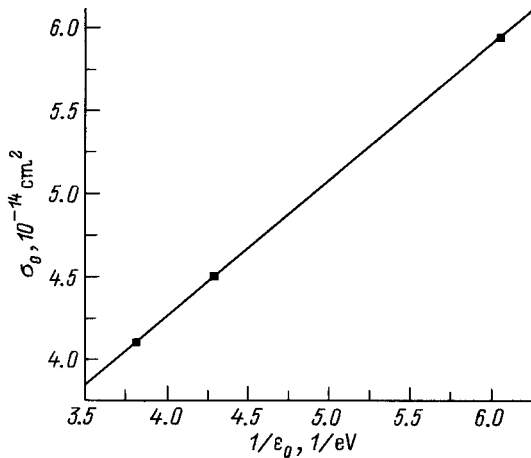
**Рис. 2.** Кривая магнитной деполяризации.  $N_A = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_{exc} = 1.833 \text{ эВ}$ ,  $E = 1.786 \text{ эВ}$ ,  $T \approx 6 \text{ К}$ . Сплошная кривая соответствует функции  $\rho_B/\rho_0 = 1/(1 + 4\omega_c^2\tau_0^2)$ .



**Рис. 3.** Зависимость  $1/\tau_0$  от концентрации нейтральных акцепторов  $N_A$  для структуры с квантовыми ямами (1) и объемных образцов (2). Сечение рассеяния  $\sigma_0, 10^{-14} \text{ см}^2$ : 1 — 4.0, 2 — 7.2.

На рис. 2 приведен пример кривой деполяризации в СКЯ. Подобные измерения проводились при  $\varepsilon_0 = 0.16, 0.23$  и  $0.26 \text{ эВ}$  в СКЯ и при  $\varepsilon_0 = 0.28 \text{ эВ}$  в объемных образцах. Из них были определены соответствующие значения времен  $\tau_0$ , которые приведены в табл. 2 для СКЯ и в табл. 3 для объемных образцов.

На рис. 3 приведены зависимости вероятности рассеяния от концентрации нейтральных акцепторов в СКЯ ( $\varepsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$ ) и в объемных образцах ( $\varepsilon_0 = 0.28 \text{ эВ}$ ). Эти зависимости могут быть аппроксимированы форму-



**Рис. 4.** Зависимость сечения  $\sigma_0$  от  $1/\epsilon_0$  для структуры с квантовыми ямами.

лой типа (6)

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_{ph}} + N_A \sigma_0 v, \quad (26)$$

где  $1/\tau_{ph}$  — вероятность рассеяния при  $N_A = 0$ , связанная с эмиссией оптических фононов. Из этих результатов мы находим  $\sigma_0 = 7.2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$  для объемных образцов, что близко к ранее полученному значению для объемных кристаллов [1], и  $\sigma_0 = 4.0 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$  для СКЯ. Таким образом, сечение рассеяния для объемных образцов примерно в 2 раза больше, чем для СКЯ. Взаимодействие с нейтральными акцепторами в СКЯ при  $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  дает такой же вклад в скорость рассеяния, как и фоновый механизм. В то же время в объемных образцах оба механизма рассеяния дают одинаковые вклады уже при  $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В связи с этим мы наблюдаем в спектрах горячей люминесценции СКЯ следы фоновых осцилляций даже при  $N_A = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

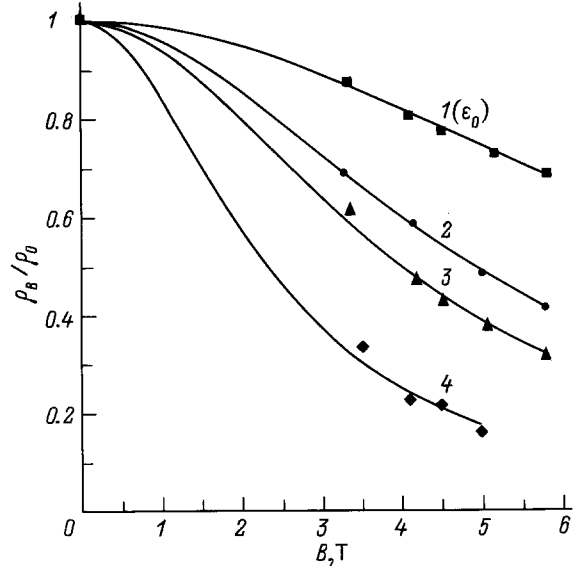
Значения  $\sigma_0$  в СКЯ в зависимости от  $1/\epsilon_0$  приведены на рис. 4. Измерения проводились при возбуждении

**Таблица 2.** Уходное время  $\tau_0$  и параметр  $\gamma$  для структур с квантовыми ямами GaAs/AlAs (50/100 Å)

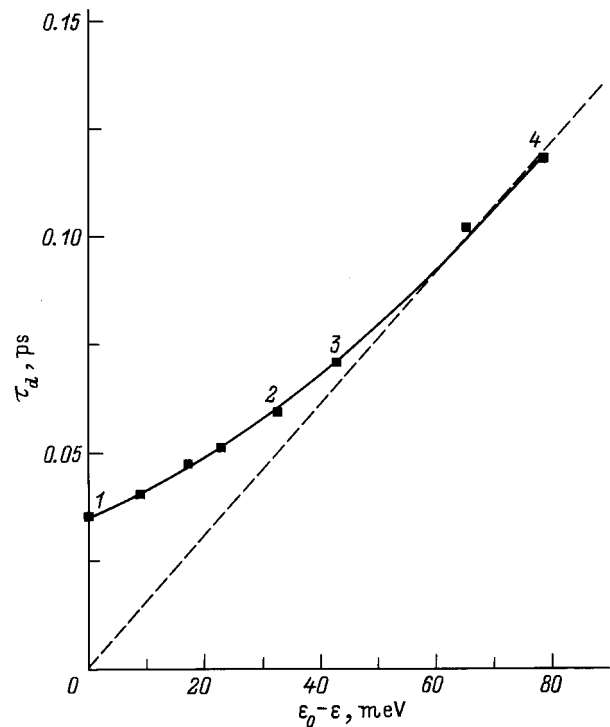
$N_A, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\epsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$		$\epsilon_0 = 0.16 \text{ эВ}$	
	$\tau_0, \text{ фс}$	$\gamma$	$\tau_0, \text{ фс}$	$\gamma$
0.8	96	2.1	64	3
1.4	83	2.6	62	3.7
4.6	40	3.4	31	3.5

**Таблица 3.** Результаты измерений для объемных образцов ( $T = 6 \text{ К}$ )

Образцы	$N_0$ образца	$N_A, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\epsilon_0, \text{ эВ}$	$\tau_0, \text{ фс}$	$\tau_{\epsilon_2}, \text{ пс}$	$\gamma$
GaAs:Be	598	0.9	0.28	77	0.74	3.8
GaAs:Be	626	1.6	0.28	54	0.43	3.2
GaAs:Cd	4020	0.05		135		

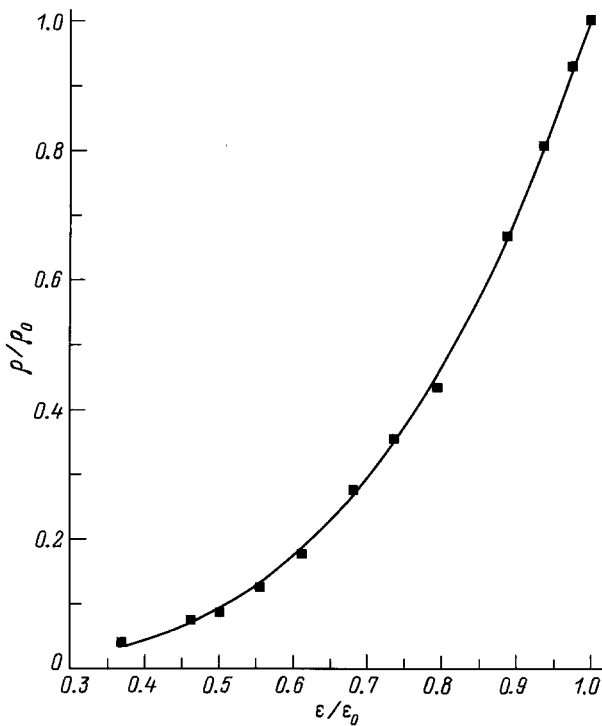


**Рис. 5.** Кривые магнитной деполаризации при  $\epsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$  и  $\epsilon < \epsilon_0$  для структуры с  $N_A = 4.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .  $E_{exc} = 1.96 \text{ эВ}$ ,  $T \approx 6 \text{ К}$ .  $E_{lum}, \text{ эВ}$ : 1 — 1.907, 2 — 1.873, 3 — 1.823, 4 — 1.771.



**Рис. 6.** Зависимость времени спуска  $\tau_d$  от  $\epsilon_0 - \epsilon$ . Время спуска найдено из кривых магнитной деполаризации, часть которых приведена на рис. 5. Цифры около символов соответствуют энергиям  $E_{lum}$ , указанным в подписи к рис. 5. Штриховая прямая соответствует формуле (4), из которой определяется время релаксации  $\tau_{\epsilon_2}$ .

лазерами с энергиями 1.96, 1.916 и 1.833 эВ. Видно, что величина  $\sigma_0$  обратно пропорциональна начальной энергии фотовозбужденных электронов. На рис. 5 при-



**Рис. 7.** Зависимость линейной поляризации от энергии горячих электронов для структуры с  $N_A = 4.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_{\text{exc}} = 1.96 \text{ эВ}$ ,  $T \approx 6 \text{ К}$ ,  $\gamma = 3.4$ . Сплошные кривые — аппроксимация формулой (5).

веден пример кривых деполаризации в магнитном поле для СКЯ при  $\varepsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$  (кривая 1) и при более низких энергиях. Из кривых деполаризаций при  $\varepsilon < \varepsilon_0$  можно, как уже говорилось в разд. 1, найти время спуска  $\tau_d$  и построить его зависимость от  $\varepsilon_0 - \varepsilon$ , как показано на рис. 6. Из этих данных можно определить время релаксации  $\tau_{\varepsilon 2}$ . Для образцов с концентрацией  $N_A = (0.8, 1.4, 4.6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при энергии  $\varepsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$  были получены значения  $\tau_{\varepsilon 2} = 500, 390$  и  $330 \text{ фс}$  соответственно. Отсюда с помощью формулы типа (6) найдено сечение рассеяния  $\sigma_{\varepsilon 2} = 2.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

На рис. 7 приведен пример энергетической зависимости линейной поляризации в отсутствие магнитного поля, аппроксимированной функцией (4). Измеренные значения  $\gamma$  при  $T \approx 6 \text{ К}$  приведены в табл. 2. Результаты измерений  $\tau_0$ ,  $\tau_{\varepsilon 2}$  и  $\gamma$  для объемных образцов приведены в табл. 3.

#### 4. Обсуждение результатов

Как видно из рис. 4, измеренное сечение рассеяния на акцепторах  $\sigma_0$  в СКЯ, определяющее ширину кривой Ханле при начальной энергии электрона  $\varepsilon_0$ , обратно пропорционально  $\varepsilon_0$ . Это согласуется с формулой (П.8), поскольку согласно табл. П.1 величина  $P_0 = P_{\text{esc}}^{\text{inel}} + P_2^{\text{el}}$  почти не зависит от энергии электрона. Экспериментальные значения для сечения рассеяния из начального состояния для  $\varepsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$  ( $\sigma_0 = 4.0 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ) и для  $\varepsilon_0 = 0.16 \text{ эВ}$

( $\sigma_0 = 5.9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ) согласуются с расчетными значениями при  $d/a \approx 1.3$ , т.е. при  $a \approx 40 \text{ \AA}$  (см. <sup>2</sup>). Учет отличного от единицы холл-фактора при определении концентрации из холловских измерений уменьшит это значение. В объемном случае [10] в согласии с экспериментальным значением  $\sigma_0$  при  $\varepsilon_0 = 0.28 \text{ эВ}$  для радиуса объемного акцептора было получено значение  $\tilde{a} \approx 21 \text{ \AA}$ . Отметим, что для объемного случая предположение о малоугловом рассеянии является достаточно хорошим. Уменьшение в 2 раза сечения  $\sigma_0$  в СКЯ по сравнению с объемным случаем связано с уменьшением числа тех конечных электронных состояний, которые дают основной вклад в  $\sigma_0$  при рассеянии в первой подзоне размерного квантования.

Расчет значения  $\sigma_{\varepsilon 2}$  с помощью формул (П.8), (П.14) и (П.15) (с заменой  $A_\varepsilon$ ,  $B_\varepsilon$  на  $A_{\varepsilon 2}$ ,  $B_{\varepsilon 2}$ ) а также данных табл. П.1 дает при  $\varepsilon_0 = 0.26 \text{ эВ}$  значение  $\sigma_{\varepsilon 2} = 0.25 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ , что практически совпадает с экспериментальным значением  $\sigma_{\varepsilon 2} = 0.24 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ .

Если аппроксимировать спектральную деполаризацию при нулевом магнитном поле формулой (5), то расчет, основанный на формуле (25), дает значение  $\gamma \approx 5.6$ , что заметно превышает экспериментальные значения (см. табл. 2). При принятом в расчете довольно грубом приближении для волновой функции акцептора [см. (П.17)] такое расхождение не представляется удивительным.

#### 5. Заключение

Мы исследовали механизм рассеяния горячих электронов на нейтральных акцепторах в структурах с узкими квантовыми ямами GaAs/AlAs, легированными Be в диапазоне  $3 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Получены значения вероятностей рассеяния из начального возбужденного состояния и величины времен, характеризующих энергетическую и импульсную релаксацию. Определен темп разрушения анизотропии распределения по импульсам по мере энергетической релаксации.

Проведено сравнение некоторых результатов для СКЯ и объемных образцов. Сечение рассеяния из начального состояния для СКЯ оказалось примерно в 2 раза меньше, чем в объемном случае. Результаты эксперимента находятся в удовлетворительном согласии с расчетом, учитывающим немалоугловой характер рассеяния в квантовой яме.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 96-02-16895 и № 96-15-96392) и Volkswagen Stiftung (грант № 1/70958).

<sup>2</sup> В работе [10] в предположении малоуглового рассеяния и в пренебрежении  $\sigma_2^{\text{el}}$  для радиуса акцептора в плоскости квантовой ямы было найдено значение  $a \approx 20 \text{ \AA}$ . Как уже отмечалось, это расхождение связано с завышенными значениями концентрации при измерениях методом SIMS в работе [10].

Приложение

**Вычисление времен релаксации на акцепторах для структур с квантовыми ямами**

Времена релаксации, определяющие степень выстраивания и ее зависимость от магнитного поля, могут быть записаны в виде

$$\frac{1}{\tau} = N_A v \sigma, \tag{П.1}$$

где  $N_A$  — объемная концентрация акцепторов, определяемая как двумерная концентрация, деленная на  $d/2$ ,  $\sigma$  — эффективное сечение рассеяния, определенное как поперечник двумерного рассеяния, умноженный на  $d/2$ ,  $v$  — скорость электрона. Эффективное сечение  $\sigma$  определяется формулой борновского приближения

$$\sigma = \frac{d}{2} \int W(k, k') Q \frac{d^2 k'}{(2\pi)^2}, \tag{П.2}$$

$$W(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar v} \sum'_n |\langle 0|U_{kk'}|n\rangle|^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} - E_n + E_0),$$

где для неупругих процессов  $U$ -оператор взаимодействия электрона с дыркой

$$U = -\frac{e^2}{\chi|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}, \tag{П.3}$$

а для упругих процессов оператор взаимодействия с дыркой и ядром

$$U = -\frac{e^2}{\chi|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} + \frac{e^2}{\chi|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_0|}. \tag{П.4}$$

Здесь  $\chi$  — диэлектрическая постоянная,  $\mathbf{r}_0$  — координата ядра,  $\mathbf{r}_e$  и  $\mathbf{r}_h$  — координаты электрона и дырки,  $U_{kk'}$  — матричный элемент  $U$  на электронных волновых функциях начального ( $\mathbf{k}$ ) и конечного ( $\mathbf{k}'$ ) состояний. Значок  $n$  обозначает состояние дырки после столкновения и считается, что до столкновения дырка находится в основном состоянии ( $n = 0$ ). В случае неупругих процессов сумма по  $n$  не должна включать член с  $n = 0$ , а для упругих процессов, напротив, в сумме (П.2) есть только один член с  $n = 0$ .

Величина  $Q$  в формуле (П.2) зависит от того, какое именно сечение вычисляется. Значение  $Q = 1$  — для сечения ухода  $\sigma_{\text{esc}}^{\text{inel}}$ . Для сечения  $\sigma_2$ , описывающего разрушение второй гармоники функции распределения,

$$Q = Q_2 = 1 - \cos 2\varphi,$$

где  $\varphi$  — угол между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ . Для сечения  $\sigma_\varepsilon$ , определяющего энергетическую релаксацию,

$$Q = Q_\varepsilon = (\varepsilon_k - \varepsilon_{k'})/\varepsilon = (E_n - E_0)/\varepsilon.$$

Для сечения, определяющего время  $\tau_{\varepsilon 2}$ , входящее в формулу (23),

$$Q = Q_{\varepsilon 2} = [(E_n - E_0) \cos 2\varphi]/\varepsilon.$$

Вычисление сечений неупругих процессов по формуле (П.2) требует знания энергий и волновых функций возбужденных состояний акцепторов, включая сплошной спектр. Однако если начальная энергия электрона  $\varepsilon_k$  гораздо больше, чем энергия связи акцептора, то можно полагать, что потери энергии  $\Delta\varepsilon = E_n - E_0$  при рассеянии будут малы по сравнению с  $\varepsilon_k$ , и пренебречь величиной  $E_n - E_0$  под знаком  $\delta$ -функции. Это приближение аналогично приближению, использованному в книге Ландау и Лифшица [12] при вычислении полного неупругого "сечения ухода" для рассеяния быстрого электрона на атоме водорода в трехмерном случае. Дальнейшие вычисления неупругих сечений проводятся следующим образом. Полагая, что как начальное, так и конечное состояние электрона принадлежит первой подзоне размерного квантования, имеем для волновой функции электрона

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_e) = e^{i\mathbf{k}\rho_e} \Psi(z_e), \quad \Psi(z_e) = \sqrt{\frac{2}{d}} \cos\left(\frac{\pi z_e}{d}\right) \tag{П.5}$$

и аналогичного — для  $\Psi_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}_e)$ . С помощью (П.5) вычисляем матричный элемент  $U$  [формула (П.3)] на электронных функциях

$$U_{kk'} = \frac{2\pi e^2}{\chi q} e^{i\mathbf{q}\rho_h} G(z_h, q),$$

$$G(z_h, q) = \int dz e^{-q|z-z_h|} \Psi^2(z) dz, \tag{П.6}$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}.$$

Воспользуемся тем, что

$$\sum_n |\langle 0|U_{kk'}|n\rangle|^2 = |\overline{U_{kk'}}|^2. \tag{П.7}$$

Черта сверху означает усреднение по основному состоянию акцептора. В формуле (П.7) суммирование производится по всем  $n$ , включая  $n = 0$ . Как указывалось выше, при подстановке суммы в формулу (П.2) для неупругих процессов следует вычесть из нее слагаемое с  $n = 0$ . Далее, вводя вместо  $\mathbf{k}'$  переменную интегрирования  $\mathbf{q}$ , интегрируя  $\delta$ -функцию по углу вектора  $\mathbf{q}$  (пренебрегая в ней разностью  $E_n - E_0$ ), получаем после простых преобразований формулы, которые можно для всех сечений записать в виде

$$\sigma = 4\pi d^2 \left(\frac{e^2}{\chi \hbar v}\right)^2 P, \tag{П.8}$$

причем

$$P_{\text{esc}}^{\text{inel}} = \frac{1}{2d} \int_0^{2k} \left\{ G^2(z_h, q) - \left[ e^{i\mathbf{q}\rho_h} G(z_h, q) \right]^2 \right\} \times \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right)^{-1/2} \frac{dq}{q^2}, \tag{П.9}$$



$$P_2^{\text{inel}} = \frac{1}{k^2 d} \int_0^{2k} \left\{ G^2(z_h, q) - |e^{iq\rho_h} G(z_h, q)|^2 \right\} \times \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right)^{1/2} dq. \quad (\text{П.10})$$

Для упругих столкновений имеем формулу, аналогичную (П.8), причем

$$P_2^{\text{el}} = \frac{1}{k^2 d} \int_0^{2k} \left| \left[ e^{iq\rho_h} G(z_h, q) \right] - G(z_0, q) \right|^2 \times \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right)^{1/2} dq. \quad (\text{П.11})$$

Особого рассмотрения требует вычисление  $\sigma_{\varepsilon 2}$  и  $\sigma_{\varepsilon}$ . Здесь мы применим прием, использованный Ю.Т. Ребане [11] и основанный на тождестве

$$\sum_n |(0|U_{kk'}|n)|^2 (E_n - E_0) = \frac{1}{2} [U_{kk'}^* [\hat{H}U_{kk'}]], \quad (\text{П.12})$$

где квадратные скобки обозначают коммутатор,  $\hat{H}$  — гамильтониан для дырки на акцепторе в квантовой яме. Поскольку потенциальная энергия взаимодействия дырки с ядром акцептора и со стенками ямы коммутирует с  $U_{kk'}$ , можно считать, что  $\hat{H}$  есть кинетическая энергия дырки, т. е. гамильтониан Латтинжера:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left( \gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) \hat{\mathbf{k}}^2 - \frac{\hbar^2}{m_0} \gamma_2 (\hat{k}_x J_x^2 + \hat{k}_y J_y^2 + \hat{k}_z J_z^2) + \dots, \quad (\text{П.13})$$

где  $\hat{\mathbf{k}} = -i\nabla$ ;  $\gamma_1, \gamma_2$  — константы Латтинжера,  $J_x, J_y, J_z$  — матрицы момента  $3/2$ . Невыписанные члены содержат произведения типа  $J_x J_y$  и обращаются в нуль при усреднении по основному состоянию. Считаем, что основное состояние соответствует проекции момента  $J_z = \pm 3/2$  на ось  $z$ . Тогда  $\overline{J_z^2} = 9/4$ ,  $\overline{J_x^2} = \overline{J_y^2} = (\overline{J^2} - \overline{J_z^2})/2 = 3/4$ . Вычисление коммутатора приводит к выражению, аналогичному (П.8) для  $\sigma_{\varepsilon}$  и  $\sigma_{\varepsilon 2}$ , причем

$$P_{\varepsilon} = \frac{m_c}{m_0} [(\gamma_1 + \gamma_2)A_{\varepsilon} + (\gamma_1 - 2\gamma_2)B_{\varepsilon}], \quad (\text{П.14})$$

$$A_{\varepsilon} = \frac{1}{2k^2 d} \int_0^{2k} \overline{G^2(z_h q)} \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right)^{-1/2} dq, \quad (\text{П.15})$$

$$B_{\varepsilon} = \frac{1}{2k^2 d} \int_0^{2k} \overline{\left( \frac{dG}{dz} \right)^2} \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right)^{-1/2} \frac{dq}{q^2}. \quad (\text{П.16})$$

Наконец,  $P_{\varepsilon 2}$  дается выражением, аналогичным (П.14), но  $A_{\varepsilon 2}$  и  $B_{\varepsilon 2}$  отличаются от выражений (П.15), (П.16) дополнительным множителем под интегралом

$$\left[ 1 - 8 \frac{q^2}{4k^2} \left( 1 - \frac{q^2}{4k^2} \right) \right].$$

Таблица П.1. Расчетные значения параметров релаксации

Параметры	$d/a$	$2kd$			
		6	7	8	9
$P_{\text{exc}}^{\text{inel}}$	0.5	1.051	1.048	1.046	1.044
	1.0	0.4415	0.4389	0.4369	0.4354
	1.5	0.2571	0.2552	0.2536	0.2523
	2.0	0.172	0.171	0.170	0.169
	3.0	0.096	0.095	0.095	0.094
	4.0	0.062	0.062	0.062	0.061
$P_2^{\text{el}}$	0.5	0.1752	0.1454	0.1224	0.1043
	1.0	0.1114	0.09703	0.08454	0.07393
	1.5	0.07309	0.06673	0.06019	0.05404
	2.0	0.050	0.047	0.044	0.040
	3.0	0.025	0.026	0.025	0.024
	4.0	0.015	0.016	0.016	0.016
$P_2^{\text{inel}}$	0.5	0.192	0.1536	0.1257	0.1048
	1.0	0.1511	0.1234	0.1024	0.08631
	1.5	0.1202	0.1002	0.08454	0.07207
	2.0	0.097	0.082	0.070	0.061
	3.0	0.064	0.057	0.050	0.044
	4.0	0.045	0.041	0.037	0.033
$A_{\varepsilon}$		0.176	0.135	0.107	0.086
$B_{\varepsilon}$		0.037	0.027	0.021	0.016
$A_{\varepsilon 2}$		0.028	0.026	0.024	0.022
$B_{\varepsilon 2}$		0.012	0.011	0.009	0.008

Формулы (П.9)–(П.11), (П.14)–(П.16) позволяют вычислить все необходимые сечения рассеяния, если известна волновая функция дырки на акцепторе в основном состоянии  $\Phi(z_h, \rho_h)$ . Для оценки сечений мы использовали функцию

$$\Phi(z_h, \rho_h) = \sqrt{\frac{2}{\pi d^2}} \exp\left(-\frac{\rho_h}{a}\right) \Phi(z_h), \quad (\text{П.17})$$

$$\Phi(z_h) = \sqrt{\frac{2}{d}} \cos \frac{\pi z}{d}.$$

Наше приближение отличается от приближения, использованного в книге Ландау и Лифшица (для трехмерного  $\sigma_{\text{esc}}^{\text{inel}}$ ) и в работе [10] (для двумерного  $\sigma_{\text{esc}}^{\text{inel}}$ ), тем, что здесь не предполагается малость углов рассеяния (хотя по-прежнему предполагается малость энергетических потерь). Для перехода к случаю малых углов рассеяния надо во всех интегралах, входящих в различные  $P$ , устремить  $k \rightarrow \infty$ . Это не сильно изменяет  $\sigma_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  (потому что  $P_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  содержит величину  $1/q^2$  в подынтегральном выражении, и интеграл определяется малыми значениями  $q$ ). Однако для остальных сечений  $\sigma$  результаты в приближении малоуглового рассеяния сильно отличаются от вычисленных здесь.

Подчеркнем еще раз недостатки нашего расчета. Для реальных условий эксперимента предположение о малости энергетических потерь, по-видимому, не очень хорошо выполняется. Кроме того, довольно грубым приближением является выбор волновой функции акцептора

в виде (П.17). Тем не менее можно полагать, что расчет дает разумную оценку сечений и их зависимости от энергии электрона. Величины  $P$  были рассчитаны численно как функции двух параметров  $d/a$  и  $2kd$ . Величины  $A_\varepsilon$ ,  $B_\varepsilon$ ,  $A_{\varepsilon 2}$ ,  $B_{\varepsilon 2}$  не зависят от  $d/a$  и рассчитаны как функции  $2kd$ . Результаты расчетов приведены в табл. П.1. Видно, что  $P_{\text{esc}}^{\text{inel}}$  и  $P_2^{\text{el}}$  практически не зависят от  $2kd$ , т. е. от энергии электрона в рассматриваемом интервале от  $2kd = 6$  до  $2kd = 9$ , который при  $d = 50 \text{ \AA}$  соответствует интервалу энергий от 0.15 до 0.27 эВ.

Расчеты производились также для волновой функции акцептора, однородно распределенной по  $z$  в пределах ямы ( $\Phi(z_h) = 1/\sqrt{d}$  вместо второй формулы в (П.17)). Результаты оказались практически неизменными. Расчет, в котором под знак  $\delta$ -функции в формуле (П.2) подставлялась величина  $E_n - E_0 \leq 60 \text{ мэВ}$ , не зависящая от  $n$  и  $q$  (вместо  $E_n - E_0 = 0$ ), так же не привел к существенному изменению результатов в актуальной области энергий электрона  $\varepsilon \simeq 0.26 \text{ эВ}$ .

## Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **136**, 459 (1982).
- [2] D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [3] S.A. Lyon. J. Luminesc., **35**, 121 (1986).
- [4] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. *Hot electron photoluminescence under CW pumping*. In: *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons*, ed. by C.V. Shank and B.P. Zakharchenya (North-Holland, 1992) p. 269.
- [5] B.P. Zakharchenya, P.S. Kop'ev, D.N. Mirlin, D.G. Polakov, I.I. Reshina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko. Sol. St. Commun., **69**, 203 (1989).
- [6] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. Semicond. Sci. Technol., **7**, 1221 (1992).
- [7] H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli. Phys. Rev. B, **45**, 6747 (1992).
- [8] D.N. Mirlin, P.S. Kop'ev, I.I. Reshina, A.V. Rodina, V.F. Sapega, A.A. Sirenko, V.M. Ustinov. In: *Proc. 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, ed. by D.J. Lockwood (World Scientific, 1994) v. 2, p. 1288.
- [9] Д.Н. Мирлин, А.В. Родина. ФТТ, **38**, 3201 (1996).
- [10] I.I. Reshina, D.N. Mirlin, V.I. Perel', A.Yu. Dobin, A.G. Agranov, B.Ya. Ber. Sol. St. Commun., **103**, 151 (1997).
- [11] Ю.Т. Ребане. ФТП, **15**, 2179 (1981).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М., Наука, 1989) т. 3, §148.

Редактор Т.А. Полянская

## Hot electron scattering by neutral acceptors in GaAs/AlAs multiple quantum wells

D.N. Mirlin, V.I. Perel' and I.I. Reshina

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences  
St. Petersburg, Russia

**Abstract** We have studied optical alignment of hot electrons and its destruction by a magnetic field under conditions when electron scattering by neutral acceptors plays a significant role. This enables us to obtain the rate of hot electrons scattering from the initial photoexcited state as well as the times characterizing energy and momentum relaxation peculiar to scattering by neutral acceptors. Experimental results are compared with calculated ones.