

# Неупругое рассеяние горячих электронов на нейтральных донорах в квантовых ямах GaAs / AlAs, сильно легированных кремнием

© И.А. Акимов<sup>¶</sup>, В.Ф. Сапега, Д.Н. Мирлин, Б.П. Захарченя, А.А. Сиренко\*, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров

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

\* Department of Physics, the Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

(Получена 17 марта 1999 г. Принята к печати 18 марта 1999 г.)

Изучены процессы энергетической и импульсной релаксации горячих электронов в квантовых ямах GaAs / AlAs *n*-типа. В структурах с высоким уровнем легирования кремнием наблюдалась горячая фотолюминесценция, обусловленная рекомбинацией горячих электронов с дырками, связанными на Si-акцепторах. Используя метод магнитной деполяризации горячей фотолюминесценции, мы обнаружили, что вероятность рассеяния горячих электронов существенно уменьшается при увеличении температуры в интервале  $4 \div 80$  К. Показано, что данный эффект связан с ионизацией доноров. Установлено, что вероятность неупругого рассеяния на нейтральных донорах в несколько раз превышает вероятность квазиупругого электрон-электронного рассеяния.

## 1. Введение

Известно, что в слабо или умеренно легированном объемном GaAs и структурах с квантовыми ямами (КЯ) GaAs / AlAs основным механизмом рассеяния горячих электронов является неупругое рассеяние на оптических колебаниях кристаллической решетки [1,2]. Было показано, что при увеличении концентрации легирующей примеси (акцепторов) в структурах *p*-типа ( $N_A \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) появляется дополнительный процесс рассеяния, связанный с неупругим взаимодействием горячих электронов с нейтральными акцепторами [3]. Это справедливо как для объемного GaAs, так и для КЯ GaAs / AlAs.

В случае объемного GaAs *n*-типа проводимости при концентрации доноров  $N_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  происходит переход Мотта, который приводит к вырождению полупроводника при низких температурах. Вырождение в образцах *n*-типа проводимости происходит значительно раньше, чем в структурах *p*-типа, вследствие меньшей энергии ионизации доноров по сравнению с акцепторами. При этом основным механизмом рассеяния горячих электронов в объемном GaAs *n*-типа, легированном кремнием, при концентрациях кремния  $N_{\text{Si}} \geq 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  является неупругое рассеяние на связанных фонон-плазмонных модах [4]. В КЯ эффект размерного квантования приводит к увеличению энергии связи электронов на донорах. Вследствие этого переход Мотта смещается в область больших концентраций примеси. Это позволяет исследовать систему, в которой присутствует большое количество нейтральных доноров, а не электронный газ. Основная цель данной работы — изучение механизмов рассеяния горячих электронов в КЯ, сильно легированных кремнием (*n*-тип проводимости).

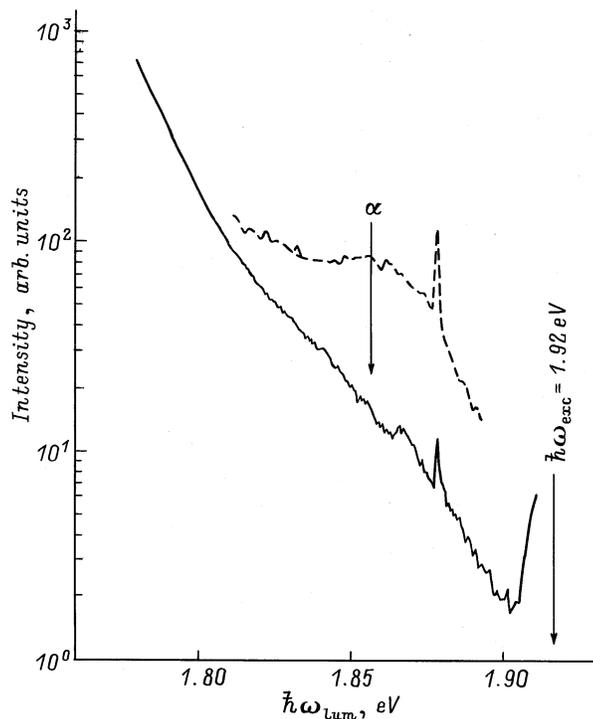
## 2. Экспериментальные результаты

### 2.1. Горячая фотолюминесценция в КЯ *n*-типа

Исследованные структуры GaAs / AlAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках с ориентацией (100). Ширина ям в каждой из структур составляла 40 Å, а ширина барьеров 80 Å (в дальнейшем 40 Å / 80 Å) при числе периодов, равном 80. Центральная часть ям ( $\sim 20$  Å) легировалась кремнием, в то время как области, прилегающие к интерфейсам, оставались нелегированными. Концентрация кремния для разных образцов изменялась в пределах  $N_{\text{Si}} = 4 \cdot 10^{10} \div 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Кроме этого, исследовалась также аналогичная структура 50 Å / 80 Å с концентрацией кремния  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Образцы помещались в гелиевый криостат с изменяемой температурой держателя. Для получения магнитных полей напряженностью до 7.5 Тл внутри криостата находился сверхпроводящий магнит. Для возбуждения горячих носителей использовался  $\text{Kr}^+$ -лазер с энергией фотонов  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.92$  эВ, а также лазер на красителях (краситель DCM), накачиваемый  $\text{Ar}^+$ -лазером. При этом плотность накачки на образце соответствовала  $P \leq 100 \text{ Вт/см}^2$ . Для регистрации люминесценции использовались спектрометры ДФС-24 и SPEX-1877, оборудованные охлаждаемым фотомножителем ФЭУ-79 и многоканальным детектором (CCD-камера) соответственно.

В структурах *n*-типа с концентрацией кремния  $N_{\text{Si}} > 10^{11} \text{ см}^{-2}$  мы наблюдали низкотемпературную донорно-акцепторную люминесценцию, сдвинутую на спектрах в сторону меньших энергий на 25 мэВ от экситонной линии. При этом донорно-акцепторная люминесценция исчезает при увеличении температуры  $T$  до  $50 \div 60$  К, что, очевидно, связано с ионизацией нейтральных Si-доноров. В тех же образцах с  $N_{\text{Si}} > 10^{11} \text{ см}^{-2}$  мы обнаружили высокочастотную люминесценцию вблизи возбуждающей лазерной линии, спектр которой при

<sup>¶</sup> E-mail: akimov@dnm.ioffe.rssi.ru (Akimov)  
Fax: (812) 2471017 (Akimov)



**Рис. 1.** Спектры горячей фотолуминесценции в КЯ  $n$ -типа, легированной кремнием в концентрации  $N_{\text{Si}} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (сплошная линия), и в КЯ  $p$ -типа, легированной бериллием в концентрации  $N_{\text{Be}} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (штриховая), при энергии возбуждающих квантов  $\hbar\omega_{\text{exc}} = 1.92 \text{ эВ}$ .  $T = 9 \text{ К}$ .  $\alpha$  соответствует энергии излучения горячих электронов из точки рождения в основное состояние акцептора.

$T = 9 \text{ К}$  и  $N_{\text{Si}} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  показан на рис. 1 (сплошная кривая). Для сравнения на рис. 1 представлен также спектр горячей фотолуминесценции (ГФЛ) при той же температуре в сильно легированной КЯ  $p$ -типа с концентрацией бериллия  $N_{\text{Be}} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (штриховая кривая). Узкие пики с энергией квантов излучения  $\hbar\omega_{\text{lum}} = 1.89 \text{ эВ}$  соответствуют рамановскому рассеянию света и в дальнейшем не обсуждаются.

Обнаруженная люминесценция в КЯ  $n$ -типа обладает следующими свойствами.

- Как следует из рис. 1, форма спектра аналогична спектру ГФЛ в сильно легированных КЯ  $p$ -типа.
- Интенсивность изменяется квадратично с плотностью мощности возбуждающего излучения.
- Люминесценция линейно и циркулярно поляризована при линейной и циркулярной поляризации возбуждающего света соответственно; знак заряда рекомбинирующих носителей, который определялся по изменению параметров Стокса в магнитном поле [1], отрицателен и, следовательно, соответствует электронам.

В структурах  $p$ -типа ГФЛ обусловлена рекомбинацией горячих электронов из первой подзоны проводимости с дырками, связанными на акцепторах (переходы типа  $1e \rightarrow A^0$ ) [1,2]. Таким образом, из свойств, перечисленных в а)–в), следует, что в исследованных КЯ

при  $N_{\text{Si}} > 10^{11} \text{ см}^{-2}$  вблизи возбуждающей линии наблюдается ГФЛ, которой соответствуют те же самые оптические переходы, что и в КЯ  $p$ -типа. Дело в том, что кремний в GaAs является амфотерной примесью и при высоких уровнях легирования может становиться не только донором, но и акцептором [5]. Это дает возможность исследования рекомбинационного излучения горячих электронов с дырками на Si-акцепторах в присутствии большого количества Si-доноров. При этом в исследованных структурах концентрации доноров больше концентрации акцепторов,  $N_D > N_A$  ( $n$ -тип).

## 2.2. Вероятность рассеяния горячих электронов

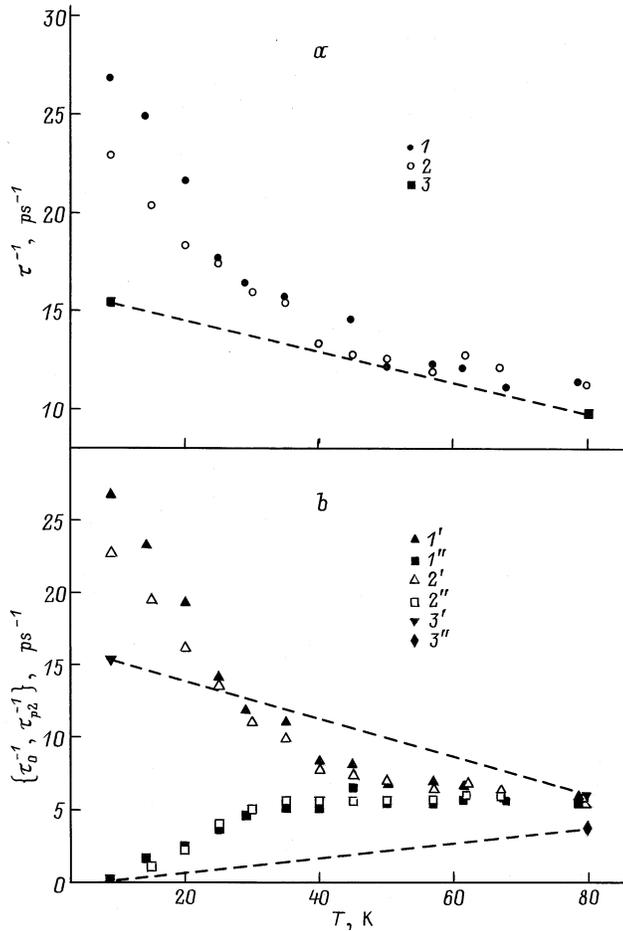
Для измерения вероятности рассеяния горячих электронов мы использовали метод деполаризации ГФЛ в магнитном поле (геометрия Фарадея). Зависимость линейной поляризации от магнитного поля описывается формулой Лоренца [1]

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{1}{1 + (2\omega_c\tau)^2}, \quad (1)$$

где  $\rho(B)$  — степень линейной поляризации в магнитном поле  $B$ ,  $\omega_c = eB/m_c c$  — циклотронная частота,  $\tau^{-1}$  — вероятность рассеяния горячего электрона. Таким образом, по полуширине кривой деполаризации можно найти вероятность рассеяния  $\tau^{-1}$ . Поляризация ГФЛ измерялась в точке спектра, обозначенной на рис. 1  $\alpha$ , которая соответствует рекомбинационному излучению фотовозбужденных электронов, не испытавших энергетической релаксации после своего рождения (далее — рекомбинация электронов из точки рождения). При этом кинетическая энергия электронов приблизительно соответствовала 140 и 180 мэВ для образцов с шириной ям 40 и 50 Å.

На рис. 2, а показана зависимость вероятности рассеяния  $\tau^{-1}$  от температуры  $T$  в образцах 40 Å/80 Å с концентрациями  $N_{\text{Si}} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Видно, что  $\tau^{-1}$  сильно зависит от  $T$ . При низкой температуре ( $T = 9 \text{ К}$ ) вероятность рассеяния электронов равна 27 и 23  $\text{пс}^{-1}$  при  $N_{\text{Si}} = 1.6 \cdot 10^{11}$  и  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  соответственно. Увеличение температуры приводит к уменьшению вероятности  $\tau^{-1}$ , которая становится равной 12  $\text{пс}^{-1}$  при  $T \approx 80 \text{ К}$  для обоих образцов.

Кроме этого мы обнаружили, что увеличение температуры приводит к уменьшению линейной поляризации ГФЛ  $\rho(B = 0)$ . Это означает, что анизотропия импульсного распределения горячих электронов в точке рождения, которая определяет значение  $\rho(B = 0)$ , уменьшается. Дело в том, что за время жизни электронов в данном энергетическом состоянии (точке рождения), которое определяется неупругими механизмами рассеяния, может происходить изотропизация импульсного распределения. Это справедливо при наличии упругих столкновений, которые приводят к импульсной релаксации электронов без изменения их энергии. Таким образом, чем больше вероятность упругих механизмов



**Рис. 2.** *a* — температурная зависимость вероятности рассеяния  $\tau^{-1}$  для образцов с концентрациями  $N_{Si}$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 1.6, 2 — 4, 3 — 5. *b* — температурные зависимости вероятности ухода  $\tau_0^{-1}$  (неупругие столкновения) ( $1'-3''$ ) и вероятности релаксации анизотропии импульсов  $\tau_{p2}^{-1}$  (упругие столкновения) ( $1''-3''$ ) для структур с концентрациями  $N_{Si}$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ :  $1', 1''$  — 1.6;  $2', 2''$  — 4;  $3', 3''$  — 5.

рассеяния по сравнению с неупругими, тем меньше значение степени линейной поляризации ГФЛ электронов из точки рождения. Отсюда следует, что уменьшение  $\rho(B = 0)$  при повышении  $T$  связано с увеличением роли упругих столкновений. Для разделения механизмов упругого и неупругого рассеяния горячих электронов запишем вероятность рассеяния как

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_{p2}^{-1}, \tag{2}$$

где  $\tau_0$  — время ухода электрона из начального энергетического состояния и  $\tau_{p2}$  — время релаксации анизотропии импульсов, связанное с упругими процессами рассеяния. В свою очередь линейная поляризация ГФЛ электронов из точки рождения зависит от  $\tau_0$  и  $\tau_{p2}$  как [1]

$$\rho(B = 0) \propto \frac{\tau_{p2}}{\tau_0 + \tau_{p2}}. \tag{3}$$

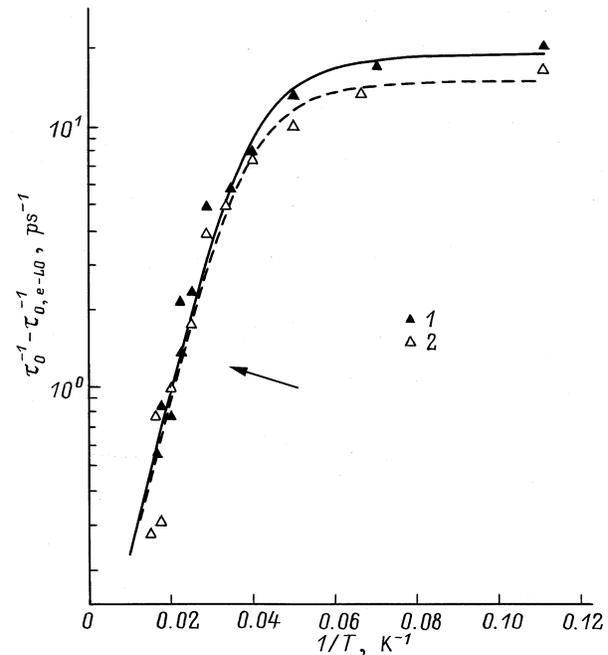
Используя уравнения (1)–(3), а также то обстоятельство, что вероятность ухода  $\tau_0^{-1}$  ограничена снизу ве-

роятностью рассеяния горячих электронов на полярных оптических фононах  $\tau_{0,e-LO}^{-1}$ , мы вычислили температурные зависимости  $\tau_0^{-1}$  и  $\tau_{p2}^{-1}$ , которые показаны на рис. 2, *b* точками  $1', 2'$  и  $1'', 2''$  соответственно. Из рис. 2 следует, что уменьшение полного темпа рассеяния  $\tau^{-1}$  при увеличении  $T$  связано с сильным падением вероятности ухода  $\tau_0^{-1}$ . Для обоих образцов вероятность ухода изменяется от максимального значения  $\tau_0^{-1} \approx \tau^{-1}$  при  $T \approx 9 \text{ К}$ , стремясь при  $T \approx 80 \text{ К}$  к  $\tau_0^{-1} \approx 6 \div 7 \text{ пс}^{-1}$ , что соответствует вероятности рассеяния на полярных оптических фононах  $\tau_{0,e-LO}^{-1}$  [2]. Вероятность ухода за вычетом  $\tau_{0,e-LO}^{-1}$ , представленная на рис. 3, описывается активационной зависимостью и при высоких температурах уменьшается с  $T$  (см. линейный участок на рис. 3, на который указывает стрелка) как

$$\tau_0^{-1} - \tau_{0,e-LO}^{-1} \propto \exp(E/k_B T), \tag{4}$$

где  $E$  — энергия активации. Из аппроксимации экспериментальных результатов (сплошная и штриховая кривые на рис. 3) следует, что  $E \approx 13 \text{ мэВ}$ . Это значение находится в хорошем согласии с расчетом величины энергии ионизации доноров в таких структурах [6]. Кроме этого, из рис. 2, *b* следует, что вклад упругих механизмов рассеяния, вероятность которых определяется  $\tau_{p2}^{-1}$ , практически отсутствует при  $T \approx 9 \text{ К}$  и возрастает с увеличением температуры.

Аналогичным образом мы получили значения вероятностей рассеяния  $\tau^{-1}$  (рис. 2, *a*),  $\tau_0^{-1}$  и  $\tau_{p2}^{-1}$  (рис. 2, *b*) в образце  $50 \text{ \AA}/80 \text{ \AA}$  с концентрацией  $N_{Si} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$



**Рис. 3.** Зависимость вероятности ухода за вычетом  $\tau_{0,e-LO}^{-1}$  от  $1/T$  для образцов с  $N_{Si} = 1.6 \cdot 10^{11}$  (1) и  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (2). В областях высоких температур (стрелка) зависимость описывается  $\ln(\tau_0^{-1} - \tau_{0,e-LO}^{-1}) \propto E/T$ ,  $E \sim 150 \text{ К} \sim 13 \text{ мэВ}$ .

при температурах 9 и 80 К. Видно, что качественные температурные зависимости  $\tau^{-1}$ ,  $\tau_0^{-1}$  и  $\tau_{2p}^{-1}$  совпадают с полученными для структур 40 Å/80 Å.

Мы сравнили полученные результаты с результатами для сильно легированных КЯ *p*-типа. Обнаружилось, что в КЯ *p*-типа с той же концентрацией  $\tau^{-1}$  ( $T \approx 9$  К) в несколько раз меньше, чем в КЯ *n*-типа. При этом в структурах *p*-типа  $\tau^{-1}$  на зависит от температуры в широком диапазоне от 9 до 150 К.

Таким образом, в КЯ, сильно легированных кремнием, уменьшение  $\tau^{-1}$  с повышением температуры, которое связано с сильным изменением  $\tau_0^{-1}$ , происходит из-за ионизации Si-доноров. При низких температурах ( $T \approx 9$  К) основным механизмом рассеяния горячих электронов в таких структурах является неупругое рассеяние на нейтральных донорах  $D^0$  с вероятностью рассеяния, равной  $\tau_{e-D^0}^{-1} = \tau_0^{-1} - \tau_{0,e-LO}^{-1}$ . Большое значение вероятности рассеяния электрона на примеси в КЯ *n*-типа по сравнению со структурами *p*-типа объясняется, по-видимому, большим радиусом Бора локализованных электронов на донорах, что приводит к возрастанию эффективного сечения рассеяния. Увеличение температуры приводит к ионизации доноров и, следовательно, к уменьшению вероятности ухода  $\tau_0^{-1}$ , которая стремится к значению вероятности рассеяния на полярных оптических фононах  $\tau_{0,e-LO}^{-1}$  и описывается активационной зависимостью (4). При этом следует отметить, что значительное изменение в вероятностях рассеяния горячих электронов происходит в интервале температур от 10 до 50 К. В этой же области мы наблюдали исчезновение донорно-акцепторной люминесценции, т. е. подтверждается вывод о том, что изменение в процессах рассеяния при повышении  $T$  связано с ионизацией доноров.

Очевидно, что при низких температурах следовало бы ожидать увеличения вероятности рассеяния на нейтральных донорах при повышении концентрации примеси. Однако из полученных нами экспериментальных результатов видно (рис. 2), что это не так. Для образца с  $N_{Si} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  вероятность рассеяния горячих электронов на Si-донорах максимальна и  $\tau_{e-D^0}^{-1} \approx 20 \text{ пс}^{-1}$ . Повышение концентрации кремния до  $4 \cdot 10^{11}$  и  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  приводит к уменьшению  $\tau_{e-D^0}^{-1}$  до значений 16 и  $9 \text{ пс}^{-1}$  соответственно. Мы связываем полученный результат с тем, что при высоком уровне легирования вероятность внедрения кремния в качестве акцептора увеличивается. Максимально возможная концентрация некомпенсированных доноров в объемном GaAs соответствует  $N_D^{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [5]. Как следует из полученных нами результатов, в исследованных КЯ  $N_D^{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Дальнейшее увеличение концентрации кремния не приводит к большему количеству доноров, а наоборот, усиливает степень компенсации. Число нейтральных доноров при низкой температуре в этом случае падает, и мы наблюдаем уменьшение  $\tau_{e-D^0}^{-1}$ .

Теперь рассмотрим механизмы, связанные с упругими столкновениями, которым соответствует вероятность рассеяния  $\tau_{p2}^{-1}$ . Мы получили (рис. 2, *b*), что

во всех образцах при низких температурах ( $T \approx 9$  К) вклад упругих взаимодействий незначителен ( $\tau_{p2}^{-1} \approx 0$ ). Поскольку это выполняется в структурах с большой концентрацией кремния ( $N_{Si} = 4 \cdot 10^{11} \div 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), где вследствие компенсации число нейтральных доноров оказывается меньшим числа заряженных Si-центров даже при  $T \approx 9$  К, мы можем считать упругое рассеяние электронов на заряженных примесях  $\text{Si}^+$  и  $\text{Si}^-$  незначительным при любых  $T$ . Тем не менее, увеличение температуры приводит к росту роли упругих столкновений, которые становятся существенными наряду с неупругими процессами. Очевидно, что при повышении  $T$ , вследствие ионизации Si-доноров, число свободных электронов увеличивается. Следовательно, увеличение  $\tau_{p2}^{-1}$  с температурой связано в основном с появлением квазиупругого рассеяния на свободных электронах. При высоких температурах ( $T \approx 80$  К), когда можно считать, что практически все доноры ионизованы, вероятностью электрон-электронного рассеяния становится сравнимой с электрон-фононным взаимодействием. В работе Кэша [7] было показано, что при рассеянии горячих электронов на электронно-дырочной ( $e-h$ ) плазме вероятности электрон-плазмонного и электрон-фононного рассеяния становятся равными при концентрации плазмы  $n_{2D} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в КЯ и  $n_{3D} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в объемном GaAs соответственно. Из теоретического расчета для объемного GaAs [8] следует, что основную роль при рассеянии горячих электронов на ( $e-h$ ) плазме играет электрон-электронное взаимодействие. В нашем случае электрон-электронное рассеяние при  $T \approx 80$  К становится сравнимым с рассеянием на фононах приблизительно при тех же концентрациях электронного газа  $n_{2D}$ .

### 3. Заключение

Обнаружено, что при низких температурах основным процессом энергетической релаксации горячих электронов в КЯ *n*-типа является неупругое рассеяние электронов на нейтральных донорах — ( $e-D^0$ )-рассеяние. Увеличение температуры приводит к ионизации доноров и исчезновению ( $e-D^0$ )-рассеяния. При этом основным процессом энергетической релаксации становится электрон-фононное рассеяние. Кроме этого, при повышении температуры появляется квазиупругое электрон-электронное взаимодействие, которое приводит к заметной импульсной релаксации.

Исходя из температурной зависимости вероятности рассеяния горячих электронов в КЯ, сильно легированных кремнием, можно оценить степень компенсации изучаемой структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99-02-18298, 96-15-96393, 96-15-96392) и фонда Фольксваген (грант № I/70958).

## Список литературы

- [1] Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **136**, 459 (1982); D.N. Mirlin, I.Ya. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega. Sol. St. Commun., **37**, 757 (1981).
- [2] Д.Н. Мирлин, Б.П. Захарченя, И.И. Решина, А.В. Родина, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров. ФТП, **30**, 699 (1996).
- [3] I.I. Reshina, D.N. Mirlin, V.I. Perel, A.Yu. Dobin, A.G. Agranov, B.Ya. Ber. Sol. St. Commun., **103**, 151 (1997).
- [4] C.L. Peterson, S.A. Lyon. Phys. Rev. Lett., **65**, 760 (1990).
- [5] Y.G. Chai, R.Chow, C.E.C. Wood. Appl. Phys. Lett., **39**, 800 (1981).
- [6] C. Malhiot, Yia-Chung Chang, T.C. McGill. Phys. Rev. B, **26**, 4449 (1982).
- [7] J.A. Kash. Phys. Rev. B, **48**, 18 336 (1993).
- [8] J.F. Young, P.J. Kelly. Phys. Rev. B, **47**, 6316 (1993).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Inelastic hot electron scattering by neutral donors in GaAs/AlAs multiple quantum wells heavily doped with silicon

I.A. Akimov, V.F. Sapega, D.N. Mirlin,  
B.P. Zakharchenya, A.A. Sirenko\*, V.M. Ustinov,  
A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Department of Physics,  
The Pennsylvania State University,  
University Park, PA 16802, USA

**Abstract** We have studied hot electron energy and momenta relaxation in *n*-type GaAs/AlAs multiple quantum wells. In structures with high silicon (Si) doping we observed hot photoluminescence related to the recombination of photoexcited electrons with holes bound to Si-acceptor. Using the technique of hot photoluminescence magnetic depolarization we have found that the hot electron scattering rate strongly decreases with temperature in the range 4 ÷ 80 K. It is shown that this result is caused by the ionization of donors. We conclude that the probability of inelastic scattering by neutral donors is several times higher than that of quasi-inelastic electron-electron scattering.