

# Неомическая проводимость и механизмы релаксации энергии 2D электронного газа в гетероструктурах GaAs/InGaAs/GaAs

© А.А. Шерстобитов, Г.М. Миньков<sup>¶</sup>, О.Э. Рут, А.В. Германенко, Б.Н. Звонков\*

Уральский государственный университет,  
620083 Екатеринбург, Россия

\* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 14 октября 2003 г. Принята к печати 17 мая 2004 г.)

Проведено исследование разогрева двумерного электронного газа в структурах GaAs/InGaAs/GaAs в диапазоне температур 0.4–4 К и концентраций  $(1.5-6) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Показано, что скорость релаксации энергии хорошо описывается теоретическими выражениями для релаксации энергии при рассеянии на деформационном и пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов во всем исследованном диапазоне температур и концентраций. Показано, что используемые в большинстве работ аналитические выражения для скорости релаксации энергии, полученные для низко- и высокотемпературного режимов, работают только при строгом выполнении соотношения между квазиимпульсом Ферми и импульсом тепловых фононов. Показано, что скорость релаксации энергии немонотонно зависит от концентрации электронов. Так, при температуре решетки 1.4 К она возрастает при уменьшении концентрации электронов до  $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , а затем падает при дальнейшем уменьшении  $n$ .

## 1. Введение

При низких температурах проводимость двумерного (2D) электронного газа возрастает с ростом электрического поля и в поле порядка нескольких В/см наблюдается заметная неомичность. При диффузионной проводимости, когда  $\sigma > e^2/h$ , этот рост связан с разогревом электронного газа. Исследования неомической проводимости позволяют получить информацию о механизмах релаксации энергии. Дополнительный интерес к таким исследованиям связан с тем, что исследования неомической проводимости дают возможность экспериментально определить условия (степень беспорядка, температура), при которых диффузионная проводимость сменяется прыжковой. Эта возможность основана на том, что механизмы нелинейности в диффузионном и прыжковом режимах существенно различны. В первом случае изменение проводимости в электрическом поле вызвано изменением эффективной электронной температуры, а во втором — появляются дополнительные механизмы нелинейности, а именно, изменение вероятности прыжков в сильном электрическом поле [1] и ударная ионизация локализованных электронов.

За последние 20 лет выполнено достаточно много экспериментальных исследований разогрева двумерного электронного газа при больших проводимостях в структурах на основе GaAs (см., например, [2–10] и ссылки в них). Все авторы приходят к выводу, что основным механизмом релаксации энергии при низких температурах является взаимодействие с деформационным и пьезоэлектрическим потенциалами акустических фононов, однако между результатами, полученными в разных работах, существует значительное количественное расхождение. Так, например, скорость релаксации

энергии  $P(T_L, T_e)$  при температуре решетки  $T_L = 1.5 \text{ К}$  и температуре электронного газа  $T_e = 2 \text{ К}$  в сходных структурах при концентрации электронов  $5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , определенная в работах [8] и [9], отличается в 4 раза. При более низких температурах решетки это различие еще больше. Остается неясным, связано ли такое отличие с наличием дополнительных механизмов релаксации энергии в структурах, исследованных в ряде работ, или с экспериментальными погрешностями.

В данной работе мы подробно исследуем зависимость скорости релаксации энергии от концентрации носителей в структурах на основе GaAs/InGaAs при  $\sigma > e^2/h$  в диапазоне концентраций  $(1.5-6) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и температур 0.4–4 К.

## 2. Образцы и экспериментальные результаты

Исследована проводимость структур GaAs/InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом в электрических полях до  $E = 10 \text{ В/см}$ . Структуры были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии: на полупроводящей подложке GaAs выращивался буферный слой чистого GaAs толщиной 200 нм, квантовая яма InGaAs толщиной  $d = 8 \text{ нм}$  с концентрацией индия 20% и верхний слой чистого GaAs толщиной 200 нм. С обеих сторон от квантовой ямы на расстоянии 9 нм были расположены  $\delta$ -слои, легированные Sn.

В данной работе подробно проанализированы результаты, полученные на 4 образцах. Все образцы имели форму холловских мостиков шириной  $B = 0.5 \text{ мм}$  с расстоянием между потенциальными контактами  $L = 1 \text{ мм}$ . В трех из них концентрация и проводимость изменялись при помощи подсветки за счет эффекта замороженной фотопроводимости. Темновые значения концентрации и

<sup>¶</sup> E-mail: Grigori.Minkov@usu.ru

проводимости при температуре 1.5 К в этих образцах были:

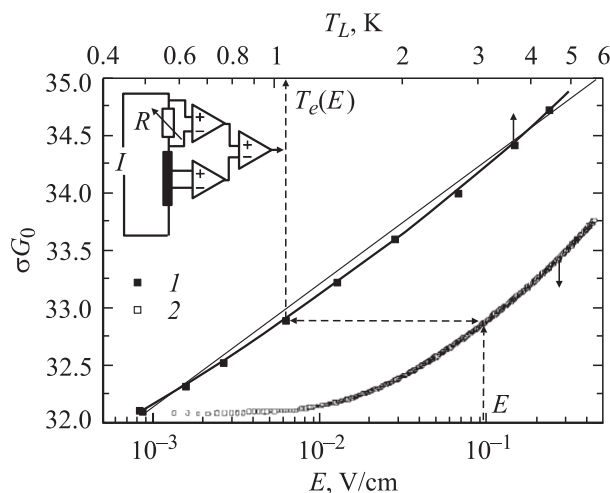
$$\text{образец № 3509: } n \approx 10^{15} \text{ м}^{-2}, \quad \sigma = 10^{-3} G_0;$$

$$\text{образец № 3508: } n \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}, \quad \sigma = 20 G_0;$$

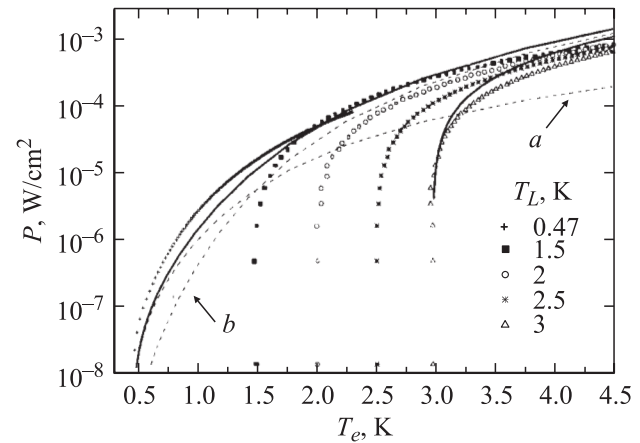
$$\text{образец № 3510: } n \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}, \quad \sigma = 33 G_0,$$

где  $G_0 = e^2/2\pi\hbar = 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ . Концентрация электронов в четвертом образце 3510G изменялась с помощью полевого электрода (Al). При исследовании структур с полевым электродом в сильных электрических полях очень важно, чтобы падение напряжения на канале было много меньше  $V_g$ , иначе вдоль канала возникает градиент концентрации, проводимости, мощности и, следовательно, электронной температуры. Для уменьшения этого эффекта на образец 3510G наносился толстый слой ( $\sim 10$  мкм) органического диэлектрика, а затем напылялся полевой электрод. При напряжении на полевым электроде  $V_g = 0$  образец 3510G имел параметры  $n = 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $\sigma = 40 G_0$ . Измерения проводились на постоянном токе в диапазоне температур  $T_L = 0.4\text{--}4$  К. Зависимость напряжения на потенциальных контактах  $V$  от тока  $I$  измерялась при непрерывной развертке тока для каждой из фиксированных температур решетки. Полученные из таких измерений значения проводимости  $\sigma(E, T_L) \equiv j/E$  ( $j$  — плотность тока) при  $E \rightarrow 0$  использовались для определения температурной зависимости  $\sigma(T_L)$ .

При больших значениях проводимости ( $\sigma > (20\text{--}30)G_0$ ) ее изменение в электрическом поле составляет лишь несколько процентов, поэтому для увеличения точности мы использовали схему с компенсацией, приведенную на вставке рис. 1. Это позволило



**Рис. 1.** Зависимость проводимости от температуры решетки  $T_L$  в слабом электрическом поле (1) и зависимость проводимости от электрического поля  $E$  при  $T_L = 0.47$  К (2). Сплошными линиями показаны различные аппроксимации температурной зависимости  $\sigma(T_L)$ , использованные при обработке, пунктиром показан способ определения зависимости  $E(T_e)$ , из которой рассчитывалась зависимость мощности  $P(T_e, T_L)$ .



**Рис. 2.** Зависимости скорости релаксации энергии от температуры электронного газа при различной температуре решетки для образца 3510 ( $n = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $\sigma(1.5 \text{ К}) = 33 G_0$ ). Сплошные линии — теоретические зависимости, рассчитанные в соответствии (17) для  $T_L = 0.47$  и 1.4 К. Пунктиром показаны вклады от рассеяния на пьезоэлектрическом (a) и деформационном потенциалах (b) при  $T_L = 0.47$  К.

измерять изменение проводимости в электрическом поле и зависимость проводимости от температуры в слабом электрическом поле с относительной точностью не хуже 0.05%.

Зависимость проводимости от температуры решетки  $\sigma(T_L)$  при  $E \rightarrow 0$  и от электрического поля при  $E \rightarrow 0$  для образца 3510 до подсветки приведена на рис. 1. Видно, что температурная зависимость проводимости во всем диапазоне  $T_L$  близка к логарифмической. Такое поведение  $\sigma(T_L)$  определяется температурной зависимостью квантовых поправок к проводимости: интерференционной и поправки за счет электрон-электронного ( $e-e$ ) взаимодействия, каждая из которых логарифмически зависит от температуры. Величина этих поправок определяется только температурой электронов, но не температурой решетки (подробный анализ квантовых поправок к проводимости в аналогичных структурах приведен в работе [11]). В этом случае, сравнивая зависимость проводимости от температуры и электрического поля, как показано пунктиром на рис. 1, можно найти зависимость температуры электронов  $T_e$  от  $E$  и, таким образом, от подводимой мощности  $P = jE$ . При такой обработке экспериментальных данных мы экстраполировали зависимость  $\sigma(T_L)$  при  $E \rightarrow 0$  плавной кривой, как показано на рис. 1. Зависимости мощности, необходимой для нагрева электронного газа до температуры  $T_e$ , от величины  $T_e$  при различных температурах решетки  $T_L$  для одного из исследованных образцов приведены на рис. 2.

В стационарных условиях эта мощность пропорциональна скорости релаксации энергии электронов. Основным механизмом релаксации энергии в исследуемом интервале температур и электрических полей является взаимодействие с акустическими фононами. Оценки

показывают, что в наших условиях время установления равновесия в электронной системе на несколько порядков меньше характерного времени электрон-фононного взаимодействия, поэтому функция распределения электронов по энергии в электрическом поле остается фермиевской с электронной температурой  $T_e > T_L$ .

### 3. Результаты теоретических расчетов и обсуждение экспериментальных результатов

Скорость релаксации энергии в 2D электронном газе при низких температурах вычислялась в нескольких работах (см., например, [12,8]). Результаты этих работ качественно не отличаются. Здесь мы будем использовать результаты работы [12] как наиболее простые для численного счета.

Зависимость скорости релаксации энергии от температуры электронов  $T_e$  и температуры решетки  $T_L$  может быть представлена как разность двух одинаковых функций, одна из которых зависит от  $T_e$ , а вторая — от  $T_L$ :

$$P(T_e, T_L) = F(T_e) - F(T_L). \quad (1)$$

Основным механизмом релаксации энергии электронов в InGaAs и GaAs является рассеяние на деформационном и пьезоэлектрическом потенциалах акустических фононов. В этом случае функция  $F(T)$  имеет вид

$$F(T) = \frac{n}{\hbar E_F} \int dq |I(q)|^2 a S(Q)^2 (\hbar\omega)^3 N(\hbar\omega/k_B T), \quad (2)$$

где  $N$  — функция распределения фононов:

$$N\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) = \frac{1}{\exp\frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1}; \quad (3)$$

форм фактор —

$$I(q) = \int \rho(z) \exp(iqz) dz, \quad (4)$$

$\rho(z)$  — квадрат волновой функции  $\varphi(z)$ ,  $z$  — нормаль к плоскости ямы,  $q$  —  $z$ -я компонента волнового вектора фонона. Оценки показывают, что хорошим приближением при расчете волновой функции в наших структурах является модель бесконечно высокой прямоугольной ямы. В этом случае  $\varphi(z)$  имеет вид

$$\varphi(z) = (2/d)^{1/2} \sin \pi z/d. \quad (5)$$

$S(Q)$  — функция экранирования:

$$S(Q) = \frac{Q}{Q + pH(Q)}, \quad (6)$$

$$H(Q) = \iint \rho(z_1)\rho(z_2) \exp(-Q|z_1 - z_2|) dz_1 dz_2, \quad (7)$$

где  $p = 2/a_B$  — постоянная экранирования,  $a_B$  — борровский радиус,  $Q$  — продольная компонента волнового вектора фонона.

Матричный элемент  $a$  зависит от типа взаимодействия. Для рассеяния на деформационном потенциале важна только продольная компонента  $a$ , которая равна

$$a_l^{\text{DP}}(q, Q) = b_0, \quad b_0 = \frac{m \Xi^2}{\hbar^2 2k_l}, \quad (8)$$

где  $\Xi$  — константа деформационного потенциала,  $k_l$  — упругая постоянная, равная плотности, умноженной на продольную скорость звука  $s_l$ . Для рассеяния на пьезоэлектрическом потенциале важны обе компоненты матричного элемента  $a$ :

$$a_l^{\text{PZ}}(q, Q) = b_0 \frac{\alpha^2}{q^2 + Q^2} \frac{9q^2 Q^4}{2(q^2 + Q^2)^3}, \quad (9)$$

$$a_l^{\text{PZ}}(q, Q) = b_0 \frac{\alpha^2}{q^2 + Q^2} \frac{8q^4 Q^2 + Q^6}{2(q^2 + Q^2)^3}, \quad (10)$$

где  $\alpha = eh_{14}/\Xi$ ,  $h_{14}$  — константа пьезоэлектрического потенциала. Частота  $\omega$  в выражении (2) равна

$$\omega = s \sqrt{q^2 + Q^2}, \quad (11)$$

где  $s$  — соответствующая скорость звука.

В нашем случае, когда скорость звука (порядка 4000 м/с) много меньше фермиевской скорости электрона (порядка  $3 \cdot 10^5$  м/с), величина  $Q$  связана с  $k_F$  и углом рассеяния  $\theta$  простым соотношением

$$Q = 2k_F \sin(\theta/2). \quad (12)$$

Усреднение в выражении (2) проводится по углам рассеяния  $\theta$  и означает:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \phi d\theta. \quad (13)$$

Полная скорость релаксации энергии определяется суммой всех вкладов:

$$F = F_l^{\text{DP}} + F_l^{\text{PZ}} + F_l^{\text{PZ}}, \quad (14)$$

где  $F_l^{\text{DP}}$ ,  $F_l^{\text{PZ}}$ ,  $F_l^{\text{PZ}}$  — вклады соответственно от деформационного потенциала продольных акустических фононов и пьезоэлектрического потенциала поперечных и продольных акустических фононов, рассчитанные в соответствии с выражением (2).

Во многих работах для анализа эксперимента используют не выражение (2), а аналитические выражения, которые получаются в 2 предельных случаях: при низкой температуре, когда  $q_T < k_F$ , и при высокой температуре, когда  $q_T \gg k_F$ , где  $q_T$  — средний квазиимпульс тепловых фононов  $q_T = k_B T / \hbar s$ ,  $s$  — соответствующая скорость звука. Тогда в пределе низких температур для рассеяния на пьезоэлектрическом потенциале  $F^{\text{PZ}}$  имеет вид

$$F^{\text{PZ}} \propto 1/n^{1/2} T^5. \quad (15)$$

Для рассеяния на деформационном потенциале

$$F^{DP} \sim 1/n^{1/2}T^7. \quad (16)$$

В общем случае  $F$  имеет вид

$$F = F^{PZ} + F^{DP}. \quad (17)$$

При высокой температуре, когда  $q_T > k_F$ , как показано в работе [12], преобладает рассеяние на деформационном потенциале и  $F$  имеет вид

$$F \propto n^2T. \quad (18)$$

Для сопоставления теоретической зависимости скорости релаксации энергии с экспериментальными результатами мы будем использовать следующие значения констант [8]:

$$p = 0.2 \text{ нм}^{-1}, \quad \Xi = 11 \text{ эВ}, \quad eh_{14} = 1.2 \text{ эВ} \cdot \text{нм} \quad [13],$$

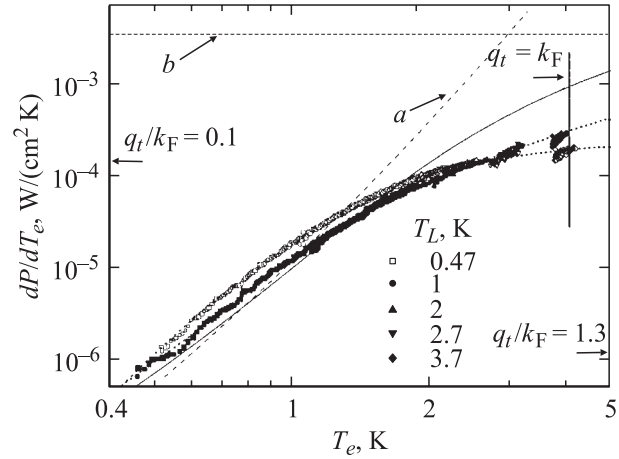
$$s_l = 5000 \text{ м/с}, \quad s_t = 3000 \text{ м/с}.$$

Рассчитанные в соответствии с выражением (14) теоретические зависимости скорости релаксации энергии для крайних (в исследованном диапазоне) температур решетке приведены на рис. 2 сплошными линиями. Для  $T_L = 0.47 \text{ К}$  также приведены вклады в скорость релаксации энергии при рассеянии на деформационном и пьезоэлектрическом потенциале. Видно, что при  $T_e < 1.5 \text{ К}$  основным механизмом релаксации энергии является рассеяние на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов, а при  $T_e > 1.5 \text{ К}$  становится существенным взаимодействие с деформационным потенциалом. Полная скорость релаксации энергии неплохо описывает экспериментальные данные во всем диапазоне температур электронов  $T_e$ .

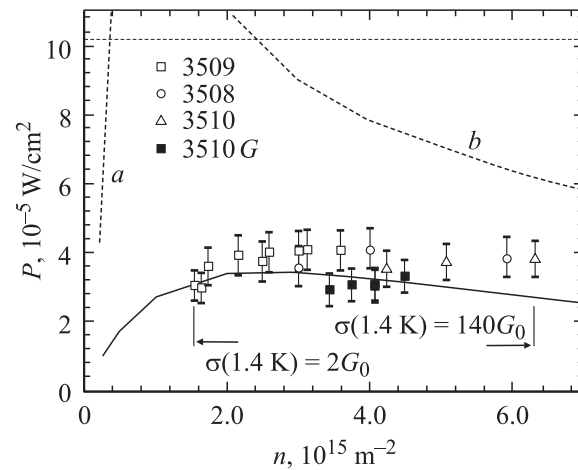
Структура выражения (1) для скорости релаксации энергии в диффузионном режиме позволяет более детально сравнить экспериментальные и теоретические результаты. Действительно, из (1) следует, что производная  $dP/dT_e$  не должна зависеть от температуры решетки, т.е. зависимости  $dP/dT_e = f(T_e)$ , измеренные при различных  $T_L$ , должны ложиться на одну кривую  $dF(T_L)/dT_L$ .

Экспериментальные зависимости  $dP/dT_e = f(T_e)$  для образца 3510 при концентрации  $n = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  приведены на рис. 3. Видно что кривые  $dP/dT_e = f(T_e)$  действительно очень хорошо ложатся на одну зависимость. На первый взгляд это кажется удивительным, поскольку ясно, что производная от экспериментальной кривой имеет значительную погрешность. Однако в основном это погрешность по абсолютной величине, но не в зависимостях  $dP/dT_e = f(T_e)$ , полученных при различных  $T_L$ . Для того чтобы продемонстрировать это, мы провели на том же рисунке зависимости  $dP/dT_e = f(T_e)$  при различных  $T_L$ , полученные при другой аппроксимации  $\sigma(T_L)$  (см. рис. 1).

Для сравнения экспериментальных зависимостей  $dP/dT_e = f(T_e)$  с теоретическими на рис. 3 приведены производные  $dP/dT_e$ , рассчитанные согласно выраже-



**Рис. 3.** Производные от скорости релаксации энергии по  $T_e$  при различных температурах решетки для образца 3510 ( $n = 4.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $\sigma(1.5 \text{ К}) = 33G_0$ ). Сплошная кривая — производная от теоретической зависимости (14). Штриховые — производные от зависимостей:  $a$  — (18) и  $b$  — (17). Черные и белые символы соответствуют различным аппроксимациям зависимостей  $\sigma(T_L)$ .



**Рис. 4.** Зависимости скорости релаксации энергии от концентрации 2D электронов при  $T_L = 1.4 \text{ К}$  и  $T_e = 1.9 \text{ К}$ . Сплошная линия — теоретическая кривая, рассчитанная в соответствии с выражением (14). Штриховые — аналитические выражения:  $a$  — (17) и  $b$  — (18).

ниям (14), (17), (18) с параметрами, приведенными выше. Видно, что общее выражение (14) достаточно хорошо описывает экспериментальные данные во всей области температур. Отметим, что использование аналитических выражений (17), (18), полученных в низкотемпературном и высокотемпературном приближениях, требует достаточно строгого выполнения неравенств  $q_t < k_F$  и  $q_l > k_F$ . Низкотемпературное приближение становится применимым при  $T_L < 0.9 \text{ К}$ , что соответствует значению  $q_t/k_F \approx 0.2$ , а высокотемпературное — при  $T_L > 15\text{--}20 \text{ К}$ , что соответствует величине отношения  $q_t/k_F \approx 2.5\text{--}3$ . Аналогичное согласие

наблюдается во всем исследованном диапазоне концентрации  $1.5 \cdot 10^{15} < n < 6.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и проводимостей  $2G_0 < \sigma < 140G_0$ .

Как видно из (17), (18), теория предсказывает, что, кроме констант взаимодействия с фононами и значений  $T_L$ ,  $T_e$ , единственным параметром образца, от которого зависит скорость релаксации энергии, является концентрация носителей. Проанализируем эту зависимость при  $T_L = 1.4 \text{ К}$ ,  $T_e = 1.9 \text{ К}$ . Она приведена рис. 4 для 4 исследованных образцов. Видно, что в пределах экспериментальной ошибки все точки ложатся на плавную кривую. На том же рисунке приведены теоретические зависимости рассчитанные в соответствии с общим выражением (14), и зависимости, соответствующие низкотемпературному и высокотемпературному пределам, — по формулам (17), (18). Видно, что общее выражение (14) хорошо описывает экспериментальные данные во всем диапазоне концентраций, при этом скорость релаксации энергии несколько возрастает при уменьшении концентрации до  $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и падает при дальнейшем уменьшении концентрации. Как видно из рис. 4, часто используемые аналитические выражения для предельных случаев ( $q_t \ll k_F$ ,  $q_t \gg k_F$ ), которые предсказывают достаточно сильные концентрационные зависимости  $P(n)$ :  $P \propto 1/n^{1/2}$  при  $q_t/k_F \gg 1$  и  $P \propto n^2$  при  $q_t/k_F \ll 1$ , лишь асимптотически приближаются к результату, полученному при расчете общего выражения (14) при больших и малых концентрациях соответственно.

#### 4. Заключение

Проведенные исследования разогрева электронного газа в диффузионной области проводимости показывают, что экспериментальные зависимости скорости релаксации энергии  $P(T_e, T_L)$  хорошо описываются теорией релаксации энергии при рассеянии на деформационном и пьезоэлектрическом потенциалах акустических фононов. При  $T_L < 1.5 \text{ К}$  основным механизмом релаксации энергии является рассеяние на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов, а при  $T_L > 1.5 \text{ К}$  становится существенным взаимодействие с деформационным потенциалом. Показано, что скорость релаксации энергии несколько возрастает при уменьшении концентрации электронов до  $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и падает при дальнейшем уменьшении  $n$ , что связано с изменением соотношения между  $q_t$  и  $k_F$ .

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 03-02-16150, 03-02-06025, 01-02-16441, программы „Физика твердотельных наноструктур“, „Университеты России — фундаментальные исследования“ (грант УР.06.01.002), INTAS (грант 1B290), грантом REC-005 Американского фонда поддержки и развития гражданских исследований независимых государств бывшего Советского Союза (CRDF) и грантом Министерства образования РФ для аспирантов.

#### Список литературы

- [1] S. Marianer, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. B, **46**, 13 100 (1992).
- [2] E. Chow, H.P. Wei, S.M. Girvin, W. Jan, J.E. Cunningham. Phys. Rev. B, **56**, K1676 (1997).
- [3] N.J. Appleyard, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, W.R. Tribe, M. Pepper. Phys. Rev. Lett., **81**, 3491 (1998).
- [4] A.K.M. Wennberg, S.N. Ytterboe, C.M. Gould, H.M. Bozler, J. Klem, H. Morkoc. Phys. Rev. B, **34**, 4409 (1986),
- [5] D.R. Leadley, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. Semicond. Sci. Technol., **4**, 879 (1989).
- [6] R. Fletcher, Y. Feng, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **61**, 2028 (2000).
- [7] V.E. Gershenson, Yu.B. Khavin, D. Reuter, P. Schafmeister, A.D. Wieck. Phys. Rev. Lett., **85**, 1718 (2000).
- [8] Y. Ma, R. Fletcher, E. Zarella, M.D. 'Iorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **43**, 9033 (1991).
- [9] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **21**, 2096 (1987).
- [10] V. Chabasseur-Molyneus, A.S. Dzuras, A. Kozorezov, J.K. Wigmore, D.A. Ritchie, A.C. Churshill, M. Pepper. Phys. Rev. B, **51**, 13 793 (1995).
- [11] G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, V.I. Shashkin, O.I. Khrykin, V.M. Daniltsev. Phys. Rev. B, **64**, 235 327 (2001).
- [12] P.J. Price. J. Appl. Phys., **53**, 6863 (1982).
- [13] A. Kabasi, D. Chattopadhyay. Phys. Rev. B, **43**, 14 638 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

#### A non-ohmic conductance and the energy relaxation mechanisms of the 2D electron gas in GaAs/InGaAs/GaAs heterostructures

A.A. Sherstobitov, G.M. Min'kov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, B.N. Zvonkov\*

Research Institute for Physics of Semiconductor Materials, the Ural State University, 620083 Ekaterinburg, Russia

\* Research Institute for Physics and Technology, Lobachevskii National State University, 603600 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Investigations of the heating of 2D electron gas in GaAs/InGaAs/GaAs structures within the temperature range of 0.4–4 K and the electron concentration of  $(1.5–6) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  have been carried out. It has been shown that the energy relaxation rate is in good agreement with theoretical predictions for the energy relaxation rate due to the electron scattering on piezoelectric and deformation potentials of acoustic phonons over the whole temperature and electron concentration ranges.