

## КВАНТОВОЕ И КЛАССИЧЕСКОЕ ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИИ И СВОЙСТВА ГЕТЕРОГРАНИЦЫ В СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

С. Д. Быстров, А. М. Крещук, С. В. Новиков,  
Т. А. Полянская, И. Г. Савельев

Физико-технический институт им. А. И. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 5.11.1992. Принята к печати 5.11.1992)

Для двумерного электронного газа в гетероструктурах  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , изготовленных методом жидкофазной эпитаксии, проведены измерения гальваномагнитных эффектов в области гелиевых температур: холловской подвижности, осциллирующего магнитосопротивления в квантующем магнитном поле, перпендикулярном гетерогранице, и отрицательного магнитосопротивления в слабом магнитном поле, параллельном двумерному слою. Определено квантовое время, характеризующее затухание осцилляций Шубникова—де-Гааза из-за столкновительного уширения магнитных подзон. Выяснены механизмы рассеяния, определяющие величину как транспортного ( $\tau$ ), так и квантового ( $\tau_q$ ) времен. Главными из них оказались: для  $\tau_q$  — кулоновское рассеяние на заряженных центрах, для  $\tau$  — на шероховатостях гетерограницы. Средний размер шероховатостей  $\delta$  в направлении, перпендикулярном гетерогранице, найден из анализа отрицательного магнитосопротивления. Совместное решение уравнений для  $\tau$  и  $\tau_q$  позволило определить для каждого из образцов  $N_z$  — концентрацию заряженных дефектов на гетерогранице и  $\Lambda$  — средний период шероховатостей.

**Введение.** В нашей предыдущей работе [1] было показано, что низкотемпературная подвижность двумерного электронного газа (2МЭГ) в выращенных жидкофазной эпитаксией селективно легированных гетероструктурах  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  в большой степени определяется параметрами, характеризующими качество гетерограницы, а именно концентрацией заряженных центров на гетерогранице  $N_z$  и размерами шероховатости гетерограницы (средние высота  $\delta$  и длина  $\Lambda$ ). Однако большое количество подгоночных параметров осложняет анализ экспериментальных данных по подвижности 2МЭГ. Поэтому анализ этих данных в работе [1] позволил найти только усредненные значения вышеперечисленных параметров в результате изучения большого набора образцов в широком диапазоне концентрации 2МЭГ от  $2 \cdot 10^{10}$  до  $8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Такой подход дает возможность выяснить основные механизмы рассеяния двумерных электронов, но затрудняет установление корреляции между технологическим режимом создания гетероструктуры и качеством ее гетерограницы. Преодолеть этот недостаток можно путем дополнительного изучения независимого эффекта, определяемого рассеянием двумерных носителей в исследуемых гетероструктурах, а именно затухания осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ), характеризующего квантовым временем релаксации, что и явилось предметом настоящего исследования.

### 1. Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследования использовались селективно легированные гетероструктуры  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  с 2МЭГ, изготовленные жидкофазной

эпитаксией. Методика получения таких структур была подробно описана ранее в работе [2]. Образцы, выращенные по этой технологии на полуизолирующих подложках InP (100), состоят из буферного слоя InP ( $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), легированного слоя InP — источника электронов и чистого слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$   $p$ -типа проводимости. Электрофизические параметры эпитаксиальных слоев, составляющих гетероструктуры, определялись на слоях-спутниках, выращенных в тех же технологических режимах, что и слой гетероструктур, но с толщиной порядка 5 мкм. Концентрация доноров в слое InP — источнике электронов составляла  $N_D = (2 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а концентрация акцепторов в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  —  $N_A = (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [3]. Для получения чистых слоев InP и  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$   $p$ -типа проводимости использовались растворы-расплавы, легированные редкоземельным элементом Sm. Методика получения таких слоев и их свойства описаны в работе [3]. Толщины слоев гетероструктуры выбирались, исходя из критерия отсутствия паразитной проводимости в структуре [2], и варьировались путем изменения температурного диапазона охлаждения для толщин более 0.5 мкм и изменением времени контакта расплава с подложкой — для меньших толщин.

Для получения конкретных результатов по свойствам гетерограницы в структурах, выращенных по описанной технологии, исследовалась серия образцов гетероструктур, изготовленных в одинаковых технологических условиях и имеющих параметры 2МЭГ:  $n_s = (3 \div 4.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu = (2.8 \div 4.2) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при 4.2 К. Измеренные при 2.4 К концентрация  $n_s$  и подвижность  $\mu$  двумерного электронного газа в исследованных гетероструктурах приведены в таблице.

Основные характеристики исследованных образцов

№ образца	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\tau/\tau_q$	$N_s, 10^{10} \text{ см}^{-2}$	$\Lambda, \text{ \AA}$
C244	3.0	3.2	6.2	0.81	72
C262	4.4	3.3	4.2	0.41	67
C272	3.5	3.8	7.7	1.0	50
C282	4.0	2.8	8.3	2.3	51
C299	4.2	3.8	6.6	0.66	52
C300	3.8	4.3	7.5	0.71	46

Гальваномангнитные измерения проводились в диапазоне температур 1.8—4.2 К на образцах в форме двойного холловского креста в магнитном поле до 1.2 Т. Омические контакты создавались вжиганием капель индия в вакууме при 400 °С.

## 2. Затухание осцилляций Шубникова—де-Гааза

В работе [4] было теоретически показано, что в слабых магнитных полях  $\omega_c \tau < 1$  (где  $\omega_c = eH/m^*c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время релаксации импульса) в зависимости проводимости 2МЭГ от магнитного поля наблюдаются синусоидальные осцилляции с периодом, обратно пропорциональным магнитному полю, — осцилляции Шубникова—де-Гааза. Осциллирующая часть зависимости магнитосопротивления от магнитного поля  $\Delta R(H)/R_0$  ( $R_0$  — сопротивление образца при  $H = 0$ ) может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = A_q \cos \left( \frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c} - \pi \right) \quad (1)$$

( $E_F$  — энергия Ферми),

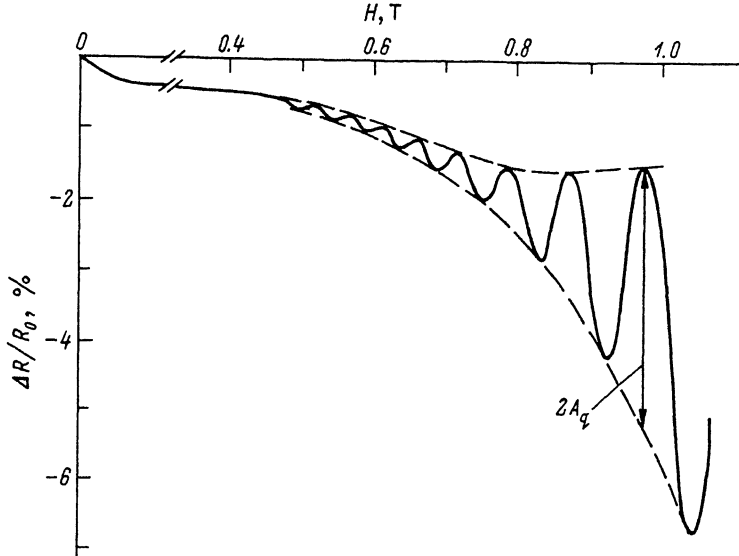


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления  $\Delta R/R_0$  от величины магнитного поля  $H$  при  $T = 1.9$  К для образца С300.

$$A_q \sim D(X_T) \cdot \exp(-X_T^*), \quad (1a)$$

$$D(X_T) = X_T / \sinh(X_T), \quad X_T = 2\pi^2 T / \hbar \omega_c, \quad X_T^* = 2\pi^2 T^* / \hbar \omega_c. \quad (1б)$$

Амплитуда осцилляций  $A_q$  экспоненциально возрастает с уменьшением температуры  $T$  и с увеличением магнитного поля с характерным показателем  $X_T$ . Параметр  $T^*$ , называемый температурой Дингла, характеризует столкновительное уширение уровня Ландау на величину  $\Gamma = \hbar / 2\tau_q$ . Одночастичное время релаксации  $\tau_q = \hbar / 2\pi T^*$  (при этом  $X_T^* = \pi / \omega_c \tau_q$ ) часто называют квантовым временем, так как оно характеризует затухание амплитуды осцилляций эффектов, измеряемых в квантующих магнитных полях. Оно определяется полным сечением рассеяния  $\sigma(\theta)$  ( $\theta$  — угол рассеяния)

$$\frac{1}{\tau_q} \sim \int \sigma(\theta) d\theta \quad (2)$$

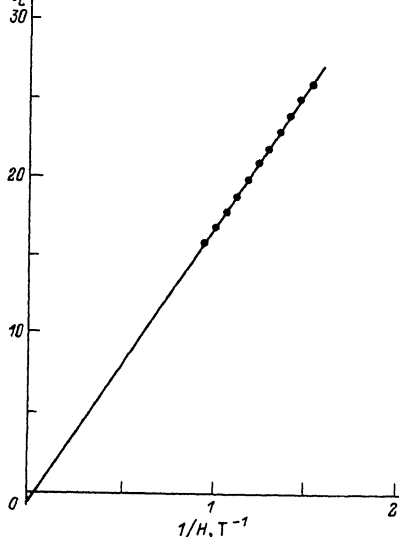
в отличие от классического транспортного времени  $\tau$ , определяющего подвижность носителей  $\mu = e\tau/m^*$ :

$$\frac{1}{\tau} \sim \int \sigma(\theta) (1 - \cos \theta) d\theta. \quad (3)$$

В результате время  $\tau_q$  оказывается более чувствительным к малоугловому рассеянию, чем транспортное время  $\tau$ .

В работе [5] показано, что критерием применимости выражения (1) является не условие  $\omega_c \tau < 1$ , как это предполагалось в работе [4], а более мягкое условие  $\Delta R/R_0 < 1$ , соответствующее незначительности эффектов локализации, ответственных за возникновение квантового эффекта Холла.

Экспериментально осцилляции Шубникова—де-Гааза обычно используются для определения концентрации 2МЭГ исходя из периода осцилляций, а также



для определения эффективной массы носителей из анализа температурной зависимости этих осцилляций. Значительно меньшее число экспериментальных работ посвящено изучению характерного времени релаксации  $\tau_q$  и анализу его соотношения с транспортным временем релаксации  $\tau$ . В работах [5, 6] анализировалось отношение величин  $\tau/\tau_q$  для двумерного электронного газа на поверхности кремния в Si-МДП структурах, где  $\tau/\tau_q$  близко к единице и на гетерогранице AlGaAs/GaAs, где  $\tau/\tau_q \approx 10$  и больше. Было показано, что причиной этого является преобладание рассеяния на шероховатостях границы Si—SiO<sub>2</sub> в Si-МДП структурах и рассеяния на удаленных ионизированных примесях в гетероструктурах

AlGaAs/GaAs. В литературе отсутствует информация о проведении экспериментальных исследований и анализа величин  $\tau/\tau_q$  для двумерного электронного газа в гетероструктурах InP/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As, в которых в отличие от 2МЭГ в AlGaAs/GaAs следует ожидать существенного вклада рассеяния на сплавном потенциале, а также на шероховатостях гетерограницы [1].

Экспериментальная зависимость магнитосопротивления от магнитного поля для одного из образцов представлена на рис. 1. Здесь же проиллюстрирована методика экспериментального определения амплитуды осцилляций Шубникова—де-Гааза  $A_q$ . На рис. 2 показана зависимость номера максимума ОШГ от обратного магнитного поля, демонстрирующая периодичность наблюдаемых осцилляций и позволяющая из наклона этой прямой определить энергию Ферми и соответственно концентрацию двумерных электронов  $n_s = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Эта величина с точностью 3% совпадает с холловской концентрацией, что свидетельствует об отсутствии шунтирующей паразитной проводимости в исследуемых гетероструктурах. Температурная зависимость амплитуды ОШГ, измеренной при постоянном

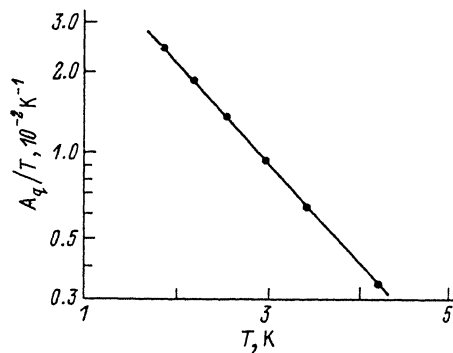


Рис. 3. Зависимость величины  $A_q/T$  от температуры  $T$  при  $H=0.96 \text{ Т}$ . Линия — расчет функции  $D(X_T)/T$  при  $m^*/m_0=0.041$ .

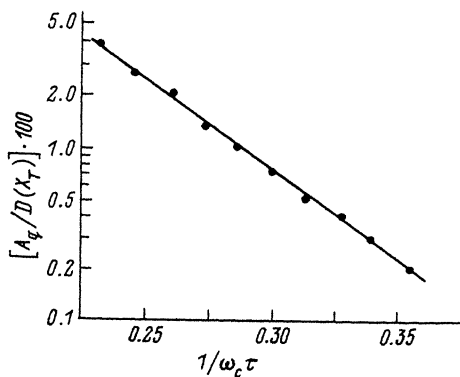


Рис. 4. Зависимость нормированной амплитуды ОШГ  $A^* = A_q/D(X_T)$  от величины  $1/\omega_c \tau$  для образца С300 при  $T=1.9 \text{ К}$ .

магнитном поле, представлена на рис. 3. Сплошной линией на этом же рисунке показана расчетная зависимость  $D(X_T)/T$  [см. выражение (16)], где в качестве подгоночного параметра использована эффективная масса двумерных электронов. Согласие теоретической и экспериментальной зависимостей достигается при  $m^* = (0.041 \pm 0.001) m_0$ , что хорошо согласуется в известными литературными данными.

Для дальнейшего анализа экспериментальных данных удобно строить зависимость логарифма нормированной амплитуды осцилляций  $A^* = A_q/D(X_T)$  от безразмерной величины  $1/\omega_c\tau$ . В случае справедливости приведенных выше теоретических выражений эта зависимость является прямой линией с наклоном, равным величине  $\pi\tau/\tau_q$ . Соответствующая экспериментальная зависимость показана на рис. 4. Определенные таким образом значения  $\tau/\tau_q$  приведены в таблице для серии образцов, выращенных в одинаковых технологических условиях.

Полученные результаты позволяют подтвердить справедливость теоретических выражений (1)—(16) для описания осцилляций Шубникова—де-Гааза в исследуемых гетероструктурах  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и перейти к анализу механизмов рассеяния, формирующих найденные характерные времена релаксации  $\tau$  и  $\tau_q$ .

### 3. Анализ механизмов рассеяния

Исследование экспериментальной зависимости подвижности носителей от их концентрации в изучаемых гетероструктурах  $\text{InP}/\text{InGaAs}$  было проведено в работе [1]. В результате было показано, что при низких температурах (4.2 К) основными механизмами рассеяния являются рассеяния на ионизованных примесях, на сплавном потенциале и на шероховатостях гетерограницы. Для удобства сравнения теории с экспериментом будем, как и в работе [1], использовать аналитические выражения для времен релаксации и их отношений, полученные в основном в работах [7, 8].

Ионизованные примеси в легированном слое фосфида индия удалены от 2МЭГ на расстояние от  $L_1 = z_0 + d_{sp}$  до  $L_1 + W_1$  ( $z_0$  — расстояние центра волновой функции двумерных электронов от гетерограницы,  $d_{sp}$  — толщина спейсера, а  $W_1$  — ширина области пространственного заряда в слое  $\text{InP}$ ). Выражение для транспортного времени релаксации импульса двумерных носителей, заполняющих одну подзону размерного квантования, приведено далее:

$$\tau_{I1} = \frac{64\pi\hbar^3\epsilon^2(2\pi n_s)^{1.5}}{e^4 m^* N_D q_s^2 [L_1^{-2} - (L_1 + W_1)^{-2}]}, \quad (4)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала, в котором локализован 2МЭГ,  $q_s$  — обратная длина экранирования.

Теоретический расчет отношения транспортного и квантового времен релаксации для различных механизмов рассеяния 2МЭГ в гетероструктурах наиболее полно был проведен в работе [8]. Для случая удаленных примесей в этой работе получены следующие асимптотические выражения:

$$\frac{\tau_{I1}}{\tau_{q11}} = \begin{cases} 1, & 4k_F L \ll 1, \\ (2k_F L)^2, & 4k_F L \gg 1, \end{cases} \quad (5a)$$

$$\quad (5b)$$

где  $k_F$  — волновой вектор носителей на уровне Ферми  $E_F$ ,  $L$  — расстояние между 2МЭГ и ионизованными примесями. Основной вклад в рассеяние несут наиболее близкие примеси, поэтому в нашем случае  $L = L_1$  и при  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  величина  $4k_F L = 30$ , что позволяет при расчетах использовать асимптотическое выражение (5b).

Двумерные носители должны испытывать также сильное рассеяние на ионах, расположенных непосредственно в области локализации 2МЭГ. Это могут быть заряженные дефекты, локализованные на гетерогранице с двумерной концентрацией  $N_z$ , и ионизованные остаточные примеси с концентрацией  $N_A$ , локализованные в потенциальной яме шириной  $2z_0$  в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Таким образом, двумерная концентрация ионов, расположенных непосредственно в области локализации 2МЭГ, равна  $N_s = N_z + 2N_A \cdot z_0$ , а транспортное время релаксации импульса, определяемое рассеянием на этих ионах, может быть записано в следующем виде [7]:

$$\tau_{I2} = \frac{16\pi^2 \hbar^3 \epsilon^2 n_s}{e^4 m^* N_s} \cdot \frac{1}{I(q_s/2k_F)}. \quad (6)$$

Аналитическая аппроксимация функции  $I(\beta)$  приведена в работе [7]:

$$\frac{1}{I(\beta)} = 1.26\beta^2 + 2.21\beta + 0.74. \quad (7)$$

Отношение транспортного и квантового времен релаксации для этого механизма рассеяния определено в работе [8] и при условии  $4E_F \tau_{qI2} / \hbar \gg 1$  может быть записано в аналитическом виде

$$\frac{\tau_{I2}}{\tau_{qI2}} = C_I (1 + 2k_F/q_s)^2. \quad (8)$$

При использовании этого выражения для анализа экспериментальных данных константа  $C_I$  определялась из совпадения результатов расчета с помощью аналитического выражения (8) с результатами численного расчета, проведенного в работе [8]. При этом в интересующем нас диапазоне концентраций 2МЭГ величина  $4E_F \tau_{qI2} / \hbar \approx 30$ , что подтверждает справедливость использования выражения (8).

В исследуемых гетероструктурах 2МЭГ локализован в твердом растворе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составом  $x = 0.53$ . Это приводит к необходимости учитывать так называемое сплавное рассеяние, связанное с неоднородным распределением атомов Ga и In. Для случая некоррелированного распределения этих атомов выражение для транспортного времени релаксации, определяемого этим механизмом, может быть записано в следующем виде [9]:

$$\tau_{al} = \frac{16e^2 \hbar^2}{3m^* \Omega x (1-x) V_{al}^2 b}, \quad (9)$$

где  $V_{al}$  — сплавной потенциал, определяемый как разница химического сродства бинарных соединений, составляющих твердый раствор, и для  $\text{InGaAs}$   $V_{al} = 0.54$  эВ;  $\Omega = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{3}{4} a_0\right)^3$  — объем элементарной ячейки ( $a_0$  — постоянная кристаллической решетки),  $b$  — вариационный параметр ( $b = 3/z_0$  при использовании вариационной функции Фанга—Ховарда).

Отношение транспортного и квантового времен релаксации для этого механизма рассеяния определено в работе [8] и не зависит от параметров 2МЭГ

$$\frac{\tau_{al}}{\tau_{qal}} = \frac{2}{3}. \quad (10)$$

Пространственные флуктуации гетерограницы с характерными размерами — высотой  $\delta$  и периодом  $\Lambda$  — также вносят вклад в рассеяние носителей. При этом транспортное время релаксации, определяемое рассеянием на этих шероховатостях, может быть записано следующим образом [10]:

$$\tau_s = \frac{\hbar^3}{2m^*e^2(\delta\Lambda F)^2 I_2(k_F\Lambda/2)} \quad (11)$$

Здесь  $F = e(n_s + N_A W_2)/4\pi\epsilon$  — встроенное электрическое поле на гетерогранице,  $W_2$  — толщина области пространственного заряда в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Функция  $I_2(\beta)$  определена в работе [10] и в случае слабого экранирования имеет вид

$$I_2(\beta) = 0.5 \int_0^1 \sqrt{1-x^2} \exp[-(1-x^2)\beta^2] dx. \quad (12)$$

Отношение транспортного и квантового времен релаксации для этого механизма рассеяния определено в работе [8] и в аналитическом виде может быть записано

$$\frac{\tau_s}{\tau_{qs}} = \begin{cases} 2/3, & k_F\Lambda \ll 1, \\ (k_F\Lambda)^2/3, & k_F\Lambda \gg 1. \end{cases} \quad (13a)$$

$$(13b)$$

В работе [1] характерный период шероховатостей в исследуемых гетероструктурах был оценен как  $\Lambda \approx 50 \text{ \AA}$ . При этом в исследуемом диапазоне концентраций  $2\text{МЭГ}$   $k_F\Lambda \approx 0.5$  и зависимость  $\tau_s/\tau_{qs}$  от  $n_s$  можно пренебречь.

Для сравнения с экспериментом величина транспортного и квантового времен релаксации для нескольких механизмов рассеяния рассчитывалась следующим образом:

$$\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1}, \quad (14)$$

$$\tau_q^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1} (\tau_i/\tau_{qi}), \quad (15)$$

где различные индексы  $i$  соответствуют разным механизмам рассеяния.

Из приведенных выше выражений следует, что величины  $\tau$  и  $\tau_q$  в исследуемых гетероструктурах определяются как параметрами эпитаксиальных слоев, составляющих гетероструктуру, так и свойствами гетерограницы. Как уже отмечалось выше, параметры слоев, составляющих гетероструктуры, определялись на слоях-спутниках, выращенных в тех же режимах, что и слои гетероструктуры. Исследование этих слоев позволило для сопоставления теории и эксперимента использовать следующие величины: концентрацию доноров в слое  $\text{InP}$   $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и концентрацию акцепторов в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$   $N_A = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эти величины подтверждаются также решением уравнения нейтральности для исследуемых гетероструктур в исходном состоянии и в режиме насыщения замороженной фотопроводимости [2]. Таким образом, в качестве подгоночных параметров при анализе характерных времен релаксации остаются только параметры, характеризующие качество гетерограницы. Это концентрация заряженных дефектов на гетерогранице  $N_z$  и параметры шероховатости гетерограницы: период  $\Lambda$  и высота  $\delta$  ее характерных пространственных флуктуаций.

Для уменьшения числа неизвестных были проведены исследования (аналогичные описанным в работе [11]) еще одного эффекта, чувствительного к шероховатости гетерограницы, — анизотропии низкотемпературного слабополе-

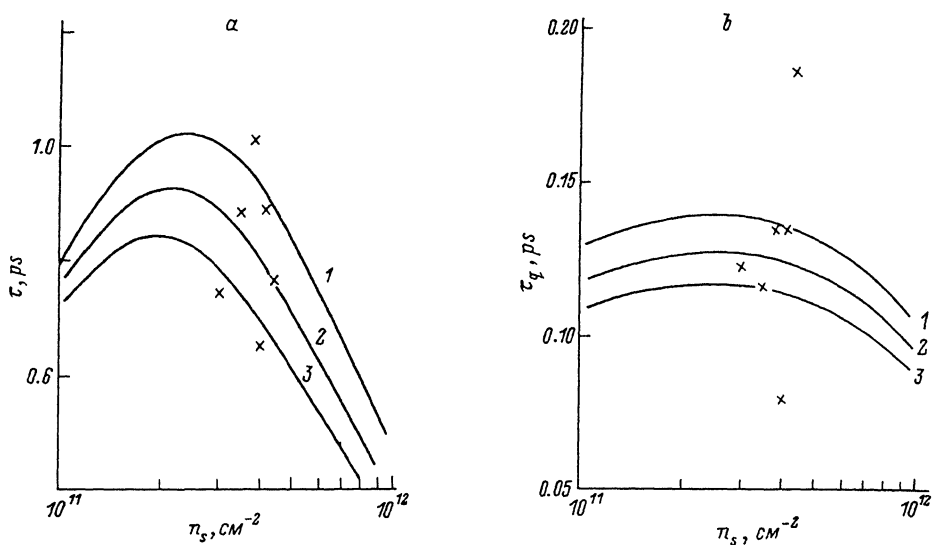


Рис. 5. Зависимость времен релаксации от концентрации электронов  $n_s$ . *a* — транспортное время  $\tau$ . Линии — расчет при  $N_z = 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  и  $\Lambda$ , Å: 1 — 50, 2 — 60, 3 — 70. *b* — квантовое время  $\tau_q$ . Линии — расчет при  $\Lambda = 60 \text{ Å}$  и  $N_z, 10^9 \text{ см}^{-2}$ : 1 — 6, 2 — 8, 3 — 10.

вого отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Эти исследования показали, что эффект ОМС в магнитном поле, параллельном гетерогранице, связан с наличием пространственных флуктуаций гетерограницы, и позволили определить характерную высоту этих флуктуаций  $\delta = 7 \text{ Å}$ .

Таким образом, мы имеем два уравнения для расчета величин  $\tau$  и  $\tau_q$  при двух неизвестных параметрах  $N_z$  и  $\Lambda$ , характеризующих качество гетерограницы. Из общих соображений о связи времен  $\tau$  и  $\tau_q$  с сечением рассеяния [ см. (2) и (3) ] и предварительных оценок ясно, что величина  $\tau_q$  более чувствительна к кулоновскому (преимущественно малоугловому) рассеянию и в большей степени определяется концентрацией заряженной примеси  $N_z$ . С другой стороны, в величину транспортного времени  $\tau$  наибольший вклад должно вносить рассеяние на шероховатостях гетерограницы, когда малые углы  $\theta$  в зависимости  $\sigma(\theta)$  не играют существенной роли, т. е.  $\tau$  в основном определяется параметром  $\Lambda$ . В связи с этим можно заключить, что решение этих уравнений позволяет достаточно уверенно определить неизвестные параметры гетерограницы для каждого образца.

На рис. 5 точками приведены экспериментальные значения транспортного  $\tau$  (рис. 5, *a*) и квантового  $\tau_q$  (рис. 5, *b*) времен релаксации, а также расчетные зависимости этих величин от концентрации двумерных носителей  $n_s$ . При этом зависимости  $\tau(n_s)$  получены при фиксированном значении  $N_z = 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  и варьировании значения  $\Lambda$  от 50 до 70 Å, а зависимости  $\tau_q(n_s)$  рассчитаны при фиксированной величине  $\Lambda = 60 \text{ Å}$  и при нескольких значениях  $N_z$  от  $6 \cdot 10^9$  до  $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Видно, что использование такого диапазона (20%) параметров позволяет описать большую часть экспериментальных данных по  $\tau$  и  $\tau_q$  для структур, выращенных в одинаковых технологических условиях.

Однако, как видно из рис. 5, *b*, для двух образцов С262 и С282 величины квантового времени  $\tau_q$  существенно отличаются от средних по серии, тогда как величины  $\tau$  для этих образцов не выпадают из общего ряда. Это свидетельствует о том, что величина подвижности 2МЭГ является недостаточной характеристикой качества гетероструктуры и требуется совместный анализ вкладов механизмов



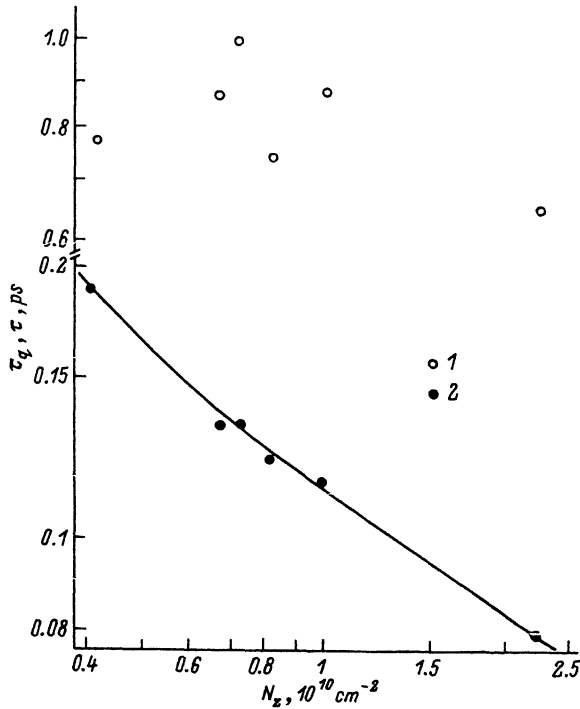


Рис. 6. Зависимость времен релаксации транспортного  $\tau$  (1) и квантового  $\tau_q$  (2) от концентрации заряженных центров на гетерогранице  $N_z$ . Линия проведена через экспериментальные значения  $\tau_q$ .

рассеяния в величины  $\tau$  и  $\tau_q$ . Такой анализ был проведен путем решения системы двух уравнений для  $\tau$  и  $\tau_q$ . В результате мы определили величины  $N_z$  и  $\Lambda$  для каждого образца в отдельности. Эти данные приведены в таблице и свидетельствуют о том, что во всех исследованных образцах шероховатость гетерограницы различается слабо, а отмеченные выше различия в величинах  $\tau_q$  связаны с большой разницей в концентрации заряженных центров на гетерогранице: в образце С282  $N_z$  более чем в пять раз выше, чем в образце С262. Это хорошо видно на рис. 6, где представлены экспериментальные значения времен  $\tau_q$  и  $\tau$  в зависимости от концентрации заряженных дефектов  $N_z$ . Из рисунка видно, что величина квантового времени  $\tau_q$  (включая и «выпадающие» на рис. 5, б два значения  $\tau_q$ ) лучше коррелирует с числом заряженных центров, чем транспортное время  $\tau$ , как и следовало ожидать, исходя из выражений (2), (3).

**Заключение.** Проведены измерения гальваномагнитных эффектов в двумерном электронном газе селективно легированных структур  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{P}$ , изготовленных методом жидкофазной эпитаксии. Получены экспериментальные данные по транспортному времени  $\tau$ , определяющему подвижность носителей, и квантовому времени  $\tau_q$ , определяющему затухание осцилляций Шубникова—де-Гааза из-за столкновительного уширения уровней Ландау. Комплексный анализ данных позволил определить для каждого из исследованных образцов параметры, характеризующие качество гетерограницы: период  $\Lambda$  и амплитуду  $\delta$  ее пространственных флуктуаций, а также концентрацию заряженных дефектов  $N_z$ . Показано, что основным механизмом формирования величины  $\tau$  является рассеяние электронов на шероховатостях гетерограницы, в то время как для  $\tau_q$  — рассеяние на заряженных центрах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. М. Крещук, С. В. Новиков, И. Г. Савельев. ФТП, 26, 1375 (1992).
- [2] Л. В. Голубев, А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, И. И. Сайдашев. ФТП, 22, 1948 (1988).
- [3] В. В. Воробьева, М. В. Егорова, А. М. Крещук, С. В. Новиков, И. Г. Савельев. ФТП, 23, 1699 (1989).
- [4] T. Ando. J. Phys. Soc. Japan, 37, 1233 (1974).
- [5] P. T. Coleridge, R. Storer, R. Eletcher. Phys. Rev. B, 39, 1120 (1989).
- [6] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron, P. Delescluse. Phys. Rev. B, 32, 8126 (1985).
- [7] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, H. Morcos. J. Appl. Phys., 54, 6432 (1984).
- [8] A. Gold. Phys. Rev. B, 38, 10798 (1988).
- [9] W. Walukiewicz, H. E. Rudu, J. Lagowski, H. C. Gatos. Phys. Rev. B, 30, 4571 (1984).
- [10] C. Guillemot, M. Baudet, M. Gauneau, A. Regreny. Phys. Rev. B, 35, 2799 (1987).
- [11] В. В. Воробьева, А. М. Крещук, Т. Л. Макарова, С. В. Новиков, К. Ю. Погрёбицкий, И. Г. Савельев. ФТП, 24, 1026 (1990).

Редактор Т. А. Полянская

---