

# Двухподзонный магнетотранспорт в одиночной GaAs-квантовой яме с модулированным сверхрешеточным легированием

© А.А. Быков, Д.В. Номоконов, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения  
Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия  
E-mail: nomokonov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 22 августа 2023 г.

В окончательной редакции 2 октября 2023 г.

Принята к публикации 2 октября 2023 г.

Исследован двухподзонный магнетотранспорт квазидвумерного электронного газа в одиночной GaAs-квантовой яме с модулированным сверхрешеточным легированием при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл. Показано, что изучаемая двухподзонная система при помощи внешнего затвора переходит в одноподзонную. Этот переход сопровождается появлением положительного магнетосопротивления, которое описывается известной моделью классического двухподзонного транспорта с учетом упругого межподзонного рассеяния электронов. Совместный анализ классического положительного магнетосопротивления и амплитуды квантовых магнито-межподзонных осцилляций дает возможность определить величины транспортных скоростей релаксации для внутривидового рассеяния и одночастичной скорости релаксации для межподзонного рассеяния.

**Ключевые слова:** квазидвумерный электронный газ, положительное магнетосопротивление, двухподзонная система, магнито-межподзонные осцилляции.

DOI: 10.61011/FTP.2023.07.56795.5510

## 1. Введение

Двухподзонный магнетотранспорт электронов в GaAs-квантовых ямах с модулированным легированием исследуется экспериментально уже более 40 лет [1]. На начальном этапе этих исследований было установлено, что заполнение второй подзоны размерного квантования в GaAs-квантовой яме приводит не только к возникновению второй серии осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ), но и к уменьшению подвижности ( $\mu_0$ ) квазидвумерного электронного газа [2]. Кроме того, было установлено, что в GaAs-квантовых ямах с двумя заполненными подзонами размерного квантования  $E_1$  и  $E_2$ , проявляется классическое положительное магнетосопротивление (ПМС), обусловленное различием подвижностей в подзонах [3,4]. Также было показано, что в двухподзонных электронных системах возникает новый тип квантовых осцилляций сопротивления — магнито-межподзонные (ММП) осцилляции [5,6].

Уменьшение подвижности  $\mu_0$  в одиночной GaAs-квантовой яме при заполнении второй подзоны, а также возникновение ММП осцилляций подтвердили принципиальную роль межподзонного рассеяния в двухподзонном классическом и квантовом магнетотранспорте [7,8]. Исследования двухподзонного магнетотранспорта в двойных GaAs-квантовых ямах также подтвердили необходимость учета межподзонного рассеяния при интерпретации классического ПМС в двухслойных электронных системах [9–11], однако вопрос о вкладе межподзонного рассеяния в классическое ПМС в однослойных системах остается до сих пор открытым.

В настоящей работе исследован магнетотранспорт в однослойной двухподзонной электронной системе, реализованной на основе селективно-легированной одиночной GaAs-квантовой ямы с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [12–15]. Установлено, что в таких структурах, как и в двойных GaAs-квантовых ямах, вкладом межподзонного рассеяния электронов в классическое ПМС пренебречь нельзя. Полученные экспериментальные данные анализируются в рамках известных теоретических моделей классического и квантового транспорта в двухподзонных электронных системах.

## 2. Магнетосопротивление двумерных систем с двумя заполненными подзонами

При низких температурах, когда электронный газ вырожден, а упругое рассеяние на примесях или других неоднородностях является основным механизмом рассеяния, классическое ПМС в двухподзонной системе выражается соотношением [9,11]

$$\frac{\rho_{\text{CPMR}}}{\rho_0} = \frac{\omega_c^2 \nu_s / \nu_0 + \nu_r^2}{\omega_c^2 + \nu_r^2}, \quad (1)$$

где  $\rho_0 = m\nu_0/e^2n_s$  — сопротивление в нулевом магнитном поле,  $n_s = n_1 + n_2$ ,  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации электронов в подзонах,  $\omega_c = eB/m$  — циклотронная частота,  $B$  — внешнее магнитное поле,  $m$  — эффективная масса электрона. Классическое сопротивление возрастает с увеличением  $B$ , стартуя с величины  $\rho_0$ , и

достигает насыщения при  $\omega_c \gg \nu_r$ . Характеристические скорости релаксации  $\nu_s$ ,  $\nu_r$  и  $\nu_0$  задаются следующими выражениями:

$$\nu_s = (n_1/n_s)v_{11}^t + (n_2/n_s)v_{22}^t + v_{12}^t, \quad (2)$$

$$\nu_r = (n_2/n_s)v_{11}^t + (n_1/n_s)v_{22}^t + 2v_{12}^q - v_{12}^t, \quad (3)$$

$$\nu_0 = (v_{11}^t + v_{12}^q)(v_{22}^t + v_{12}^q)/\nu_r - (v_{12}^q - v_{12}^t)^2 n_s^2 / 4n_1 n_2 \nu_r, \quad (4)$$

где  $v_{11}^t$  и  $v_{22}^t$  — транспортные скорости релаксации в первой и второй ( $j = 1$  и  $2$ ) подзонах  $E_j$ , а  $v_{12}^t$  и  $v_{12}^q$  — транспортная и квантовая (одночастичная) скорости релаксации при межподзонном рассеянии.

Систему уравнений (2)–(4) удобно преобразовать к виду, где в левой стороне стоят неизвестные величины  $v_{11}^t$ ,  $v_{22}^t$ ,  $v_{12}^t$  и  $v_{12}^q$ , а в правой — известные из эксперимента характеристические скорости релаксации  $\nu_0$ ,  $\nu_s$  и  $\nu_r$ :

$$v_{12}^q - v_{12}^t = 2(n_1 n_2 / n_s^2)(\nu_r - \nu_s) \pm (n_1/n_s - n_2/n_s)R, \quad (5)$$

$$v_{11}^t + v_{12}^t = (n_1/n_s)(1 + 2n_2/n_s)\nu_s - (n_2/n_s^2)(n_1 - n_2)\nu_r \pm 2(n_2/n_s)R, \quad (6)$$

$$v_{22}^t + v_{12}^t = (n_2/n_s)(1 + 2n_1/n_s)\nu_s + (n_1/n_s^2)(n_1 - n_2)\nu_r \mp 2(n_1/n_s)R, \quad (7)$$

где  $R \equiv (2/n_s)[\nu_r(\nu_s - \nu_0)n_1 n_2]^{0.5}$ . Однако для вычисления четырех величин  $v_{11}^t$ ,  $v_{22}^t$ ,  $v_{12}^t$  и  $v_{12}^q$  из системы трех уравнений (5)–(7) недостаточно знания параметров  $\nu_0$ ,  $\nu_s$  и  $\nu_r$ , полученных из обработки данных для классического ПМС. Один из способов преодоления этой трудности — использовать для определения величины  $v_{12}^q$  зависимость амплитуды ММП осцилляций от  $1/B$ , которая задается следующим выражением [16–18]:

$$\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = 2(v_{12}^q/\nu_0)\exp[(-\pi/\omega_c)(v_{11}^q + v_{22}^q + 2v_{12}^q)] \times \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \quad (8)$$

где  $v_{11}^q$  и  $v_{22}^q$  — одночастичные скорости релаксации в подзонах  $E_1$  и  $E_2$ ,  $\Delta_{12} = E_2 - E_1$  — величина межподзонного энергетического расщепления,  $\nu_0$  — суммарная транспортная скорость релаксации. Экспонента в формуле (8) представляет собой произведение факторов Дингла для подзон. Формула (8) получена из разложения по малым факторам Дингла до второго порядка [11]. Нормированная амплитуда ММП осцилляций в нулевом обратном магнитном поле в соответствии с формулой (8) запишется как  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = 2(v_{12}^q/\nu_0)$ . Определение этой величины из графика Дингла для ММП осцилляций позволяет узнать величину  $v_{12}^q$ .

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Исходная гетероструктура представляла собой GaAs-квантовую яму шириной 26 нм с короткопериодными сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [12,13]. Носители заряда в квантовой яме обеспечивались Si  $\delta$ -легированием. Одиночные Si  $\delta$ -легированные слои располагались в AlAs/GaAs сверхрешеточных барьерах с двух сторон от GaAs-квантовой ямы на расстоянии 29.4 нм от ее границ. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (001) GaAs-подложке. Образцы для магнетотранспортных измерений представляли собой мостики Холла длиной  $L = 250$  мкм и шириной  $W = 50$  мкм, снабженные верхними полевыми Ti/Au затворами Шоттки. Образцы изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. На вставке к рис. 1 схематически изображена геометрия образца.

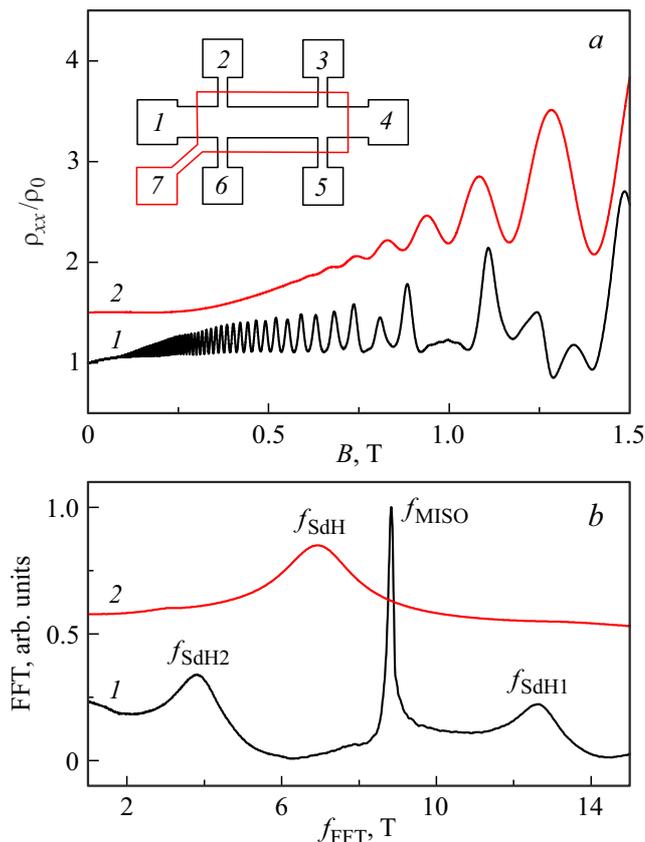
Измерения проводились при температуре  $T = 4.2$  К в магнитных полях  $B < 2$  Тл. Сопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  измерялись в линейном режиме на переменном электрическом токе, частота которого была  $< 1$  кГц, а амплитуда не превышала 1 мкА. Холловская концентрация электронов  $n_H$  вычислялась из величины  $\rho_{xy}$  в магнитном поле 0.5 Тл. Подвижность  $\mu_0$  рассчитывалась из величин  $\rho_0$  и  $n_H$ . Величины  $n_H$  и  $\mu_0$ , измеренные на мостиках до напыления затворов, составляли  $8.15 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $119 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  соответственно. Концентрации носителей заряда в подзонах вычислялись из периода осцилляций ШдГ:  $n_1 \approx 6.24 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $n_2 \approx 1.91 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Определенная из разности электронных концентраций ( $n_1 - n_2$ ) величина  $E_2 - E_1$  составила  $\Delta_{12} \approx 15.3$  мэВ.

На рис. 1, а представлены зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  для двух затворных напряжений ( $V_g$ ). Для  $V_g = 0$  в интервале  $0.1 < B < 0.5$  Тл наблюдаются ММП осцилляции, которые в более сильных магнитных полях сосуществуют с осцилляциями ШдГ. Для  $V_g = -2$  В наблюдается лишь одна серия осцилляций ШдГ. На рис. 1, б приведены результаты фурье-анализа зависимостей  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $1/B$ . В фурье-спектре для  $V_g = 0$  проявляются три частоты. Две из них соответствуют частотам осцилляций ШдГ ( $f_{\text{SDH1}} \approx 12.63$  Тл и  $f_{\text{SDH2}} \approx 3.8$  Тл), а третья — ММП осцилляциям ( $f_{\text{MISO}} \approx 8.83$  Тл). Вычисленные из частот осцилляций ШдГ концентрации электронов в подзонах ( $n_j$ ) составили:  $n_1 \approx 6.11 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $n_2 \approx 1.84 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Определенная из частоты  $f_{\text{MISO}}$  величина  $E_2 - E_1$  составила:  $\Delta_{12} \approx 15$  мэВ. Для  $V_g = -2$  В в фурье-спектре наблюдается лишь одна частота осцилляций ШдГ, которая соответствует электронной концентрации  $n_1 \approx n_H$ .

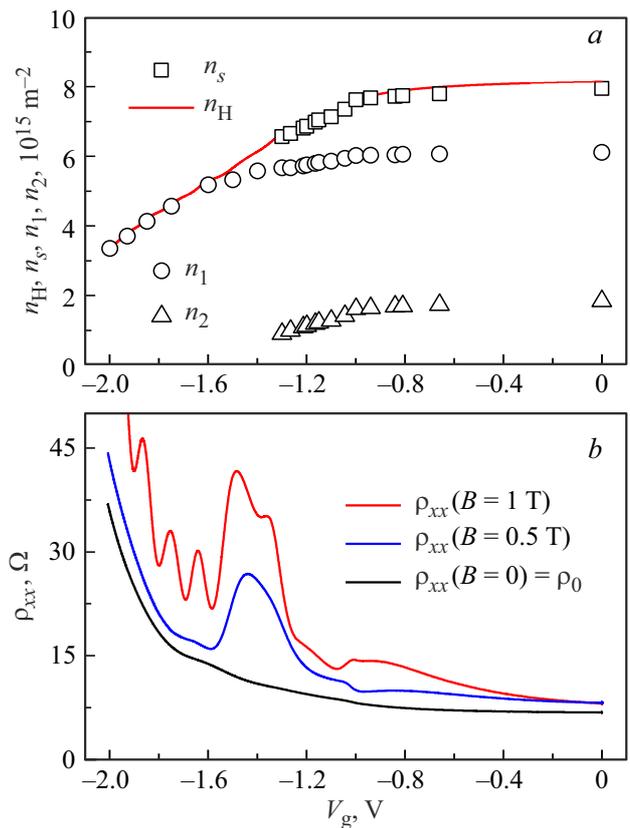
На рис. 2, а представлены экспериментальные зависимости  $n_H$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_s$  от напряжения на затворе  $V_g$ . Зависимости  $n_H(V_g)$  и  $n_s(V_g)$  имеют два характерных участка. В интервале  $V_g$  от 0 до  $-1$  В наблюдается слабое изменение  $n_H$  и  $n_s$ , а в диапазоне от  $-1$  до  $-2$  В — сильное. Нелинейная зависимость  $n_s(V_g)$  обусловлена

„выталкиванием“  $X$ -электронов из слоев AlAs, прилегающих к верхнему  $\delta$ -легированному слою [14]. При увеличении модуля затворного напряжения  $|V_g|$  в интервале изменения  $V_g$  от 0 до  $-1$  В амплитуда ММП осцилляций существенно падает, что обусловлено уменьшением экранирования случайного рассеивающего потенциала удаленной донорной примеси  $X$ -электронами [19]. Затворное напряжение в интервале от  $-1.2$  до  $-2$  В не изменяет концентрацию  $X$ -электронов в AlAs/GaAs сверхрешеточных барьерах. По этой причине в данном диапазоне  $V_g$  зависимость  $n_s(V_g)$  близка к линейной [14].

Зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$ , представленные на рис. 2,  $b$ , показывают, что магнитное поле существенно трансформирует их. В нулевом магнитном поле при увеличении  $|V_g|$  наблюдается плавный рост  $\rho_{xx}$ , что обусловлено уменьшением  $n_s$  и  $\mu_0$ . Зависимость  $\rho_{xx}(V_g)$  для  $B = 0.5$  Тл существенно отличается от  $\rho_{xx}(V_g)$  в нулевом магнитном поле лишь в интервале  $V_g$  от  $-1.2$  до  $-1.6$  В. В этом диапазоне с увеличением  $|V_g|$  сопротивление  $\rho_{xx}$  вначале растет, при  $V_g = -1.4$  В достигает максимального значения, а затем уменьшается. Такое поведение  $\rho_{xx}(V_g)$



**Рис. 1.**  $a$  — экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ : 1 —  $V_g = 0$ , 2 —  $V_g = -2$  В. На вставке изображен мостик Холла: 1–6 — омические контакты, 7 — полевым затвор Шоттки.  $b$  — фурье-спектры зависимостей  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $1/B$ : 1 —  $V_g = 0$ , 2 —  $V_g = -2$  В. Кривые 2 для наглядности сдвинуты вверх. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).



**Рис. 2.**  $a$  — экспериментальные зависимости  $n_H$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_s$  от  $V_g$ .  $b$  — экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}$  от  $V_g$  для различных величин магнитного поля  $B$ .

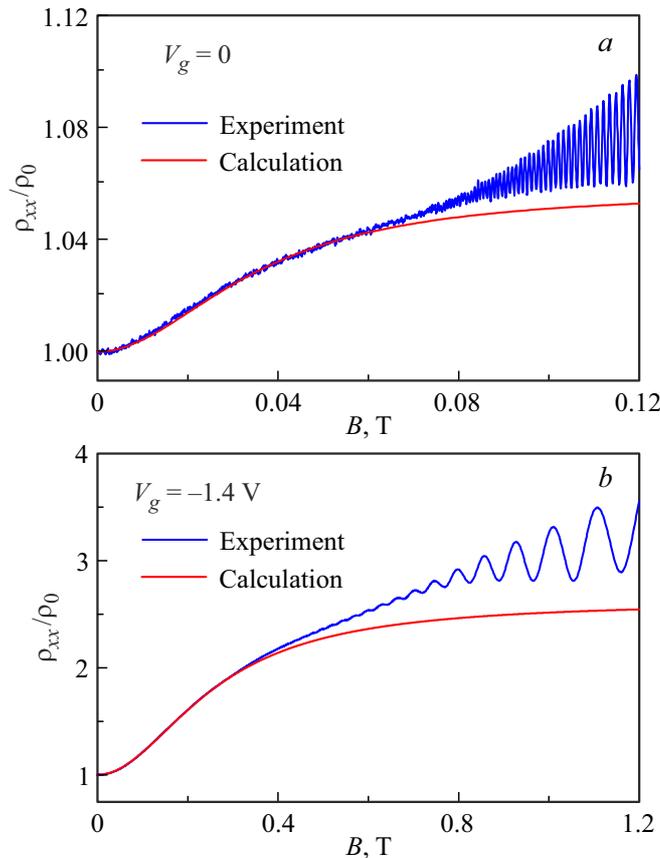
наблюдалось ранее в двойной GaAs-квантовой яме и было объяснено проявлением классического ПМС [11]. Зависимость  $\rho_{xx}(V_g)$  для  $B = 1$  Тл качественно отличается от  $\rho_{xx}(V_g)$  для  $B = 0.5$  Тл лишь в диапазоне  $V_g$  от  $-1.6$  до  $-2$  В. В этом интервале в зависимости  $\rho_{xx}(V_g)$  для  $B = 1$  Тл наблюдаются осцилляции ШдГ, обусловленные изменением концентрации  $n_1$  при фиксированной величине магнитного поля. Существенное количественное отличие  $\rho_{xx}(V_g)$  в магнитных полях 0.5 и 1 Тл при затворных напряжениях  $-0.9$  и  $-1.4$  В обусловлено различием величин ПМС и амплитуд квантовых осцилляций для указанных величин магнитного поля.

На рис. 3 показано, что теория классического ПМС в двухподзонной системе хорошо описывает экспериментальные зависимости лишь на начальных участках роста  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ , что связано с вкладом в ПМС других классических и квантовых механизмов рассеяния электронов в двумерных системах [20–22]. Хорошо видно, что отклонение экспериментальных зависимостей от расчетных начинается в магнитных полях, в которых возникают ММП осцилляции (рис. 3,  $a$ ) и осцилляции ШдГ (рис. 3,  $b$ ). Такое поведение  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  указывает на то, что дополнительный вклад в ПМС имеет квантовый характер [21,22]. Это предположение согласуется с результатами работы [11]. Однако в нашем случае учет

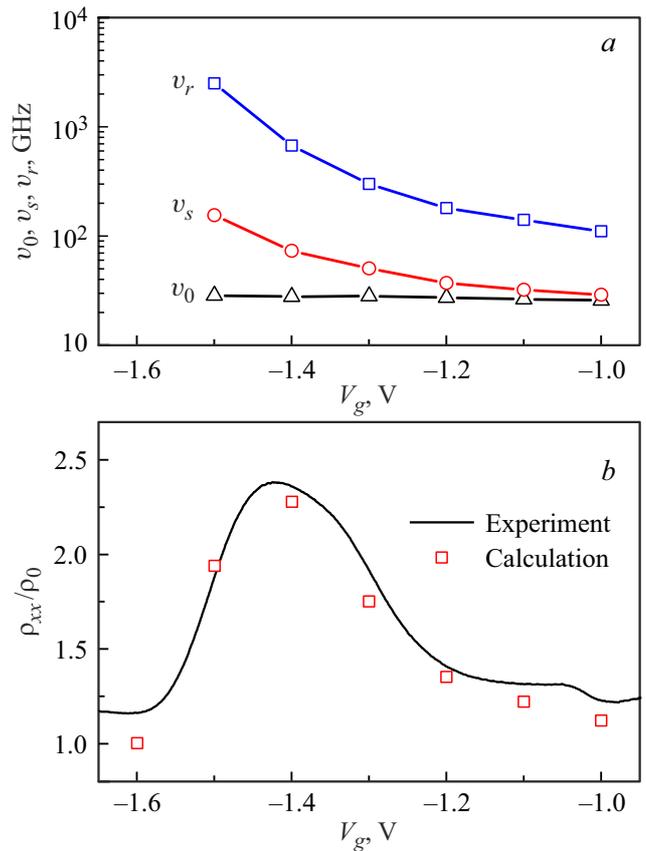
квантового ПМС не представляется возможным, так как для этого необходимо знать величины  $v_{11}^q$  и  $v_{22}^q$ . Тем не менее, как будет видно далее, подгонка расчетных зависимостей  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  на начальных участках дает хорошее количественное согласие эксперимента с теорией.

На рис. 4, *a* представлены зависимости  $v_0$ ,  $v_s$  и  $v_r$  от  $V_g$ . Величины  $v_0$  определялись из экспериментальных значений  $\rho_0$ , а  $v_s$  и  $v_r$  — из подгонки расчетных и экспериментальных зависимостей  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ . Увеличение этих скоростей релаксации с ростом  $|V_g|$  обусловлено в первую очередь увеличением транспортной скорости релаксации во второй подзоне  $v_{22}^t$ , так как с ростом  $|V_g|$  наиболее существенно уменьшается величина вектора Ферми во второй подзоне  $k_{F2}$  в сравнении с относительно слабо меняющейся величиной  $k_{F1}$ . Зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $V_g$ , приведенные на рис. 4, *b*, демонстрируют хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными. Наблюдаемое согласие позволяет считать подгонку расчетных и экспериментальных зависимостей  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  на начальных участках кривых достаточно корректной.

На рис. 5 приведены результаты решения системы уравнений (2)–(4) в форме выражений (5)–(7). Зависи-



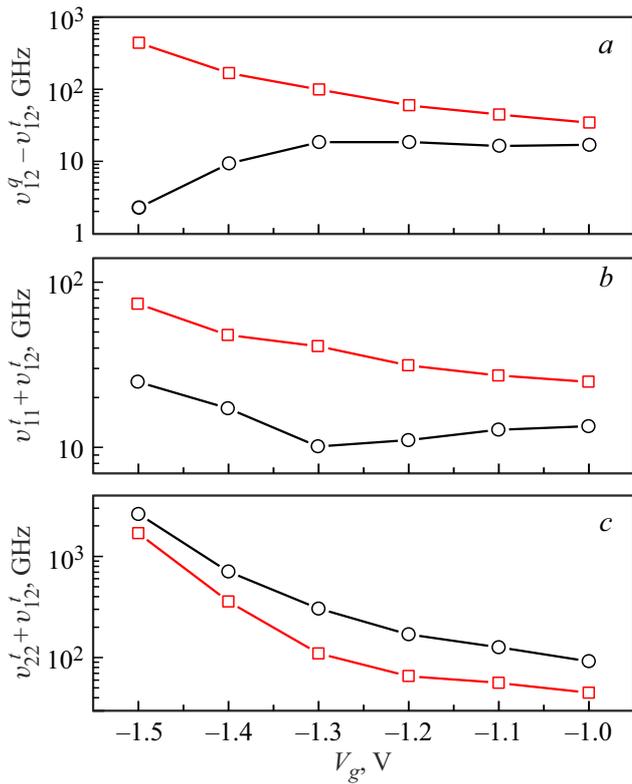
**Рис. 3.** Экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  при  $T = 4.2\text{ К}$  для двух различных величин  $V_g$  и классическое ПМС, рассчитанное по формуле (1). *a* —  $V_g = 0$ :  $v_0 = 23.12\text{ ГГц}$ ,  $v_s = 24.45\text{ ГГц}$ ,  $v_r = 92\text{ ГГц}$ . *b* —  $V_g = -1.4\text{ В}$ :  $v_0 = 27.9\text{ ГГц}$ ,  $v_s = 73\text{ ГГц}$ ,  $v_r = 670\text{ ГГц}$ .



**Рис. 4.** *a* — зависимости  $v_0$ ,  $v_s$  и  $v_r$  от  $V_g$ . *b* — экспериментальная и расчетная зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $V_g$  для  $B = 0.5\text{ Тл}$ .

мости  $(v_{12}^q - v_{12}^t)$  и  $(v_{11}^t + v_{12}^t)$  от  $V_g$  позволяют сделать однозначный выбор физически обоснованных решений. По мере опустошения верхней подзоны интенсивность межподзонального рассеяния снижается, что соответствует уменьшению скоростей релаксации  $v_{12}^q$  и  $v_{12}^t$ . Поэтому и разность  $(v_{12}^q - v_{12}^t)$  должна уменьшаться с увеличением  $|V_g|$  и в пределе стремиться к нулю. При этом сумма  $(v_{11}^t + v_{12}^t)$  должна стремиться к  $v_0$ . Формально проследить такой предельный переход можно, если в (3), (4) и (6) положить  $v_{12}^q = v_{12}^t = 0$ . Тогда  $v_r \approx v_{22}^t$  и  $v_0 \approx v_{11}^t v_{22}^t / v_r \approx v_{11}^t$ . Указанное поведение  $(v_{12}^q - v_{12}^t)$  и  $(v_{11}^t + v_{12}^t)$  наблюдается для второго набора решений, которому соответствует знак „-“ при  $R$  в выражении (5). Поэтому именно данный набор решений мы считаем физически обоснованным для описания классического ПМС в исследуемой однослойной двухподзонной системе.

Экспериментальная зависимость  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ , приведенная на рис. 6, *a*, показывает, что в изучаемой системе для  $V_g = -1\text{ В}$ , кроме ПМС, хорошо проявляются ММП осцилляции. Сглаженная зависимость  $\rho_{sm}/\rho_0$  от  $B$  показывает, что в ней также проявляются магнетофонные осцилляции [23,24]. В соответствии с выражением (8) зависимость нормированной амплитуды ММП осцилляций  $\Delta\rho_{MISO}/\rho_0$  от  $1/B$  в полулогарифмическом масштабе



**Рис. 5.** Зависимости решений (5)–(7) от  $V_g$ :  $a$  —  $(v_{12}^q - v_{12}^t)$ ;  $b$  —  $(v_{11}^t + v_{12}^t)$  и  $c$  —  $(v_{22}^t + v_{12}^t)$ . Квадраты — первый набор решений; окружности — второй набор решений.

линейна. Рис. 6,  $b$  демонстрирует хорошее согласие экспериментальной и расчетной зависимостей  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$ , что позволяет определить величину  $v_{12}^t$ . Однако, корректная обработка экспериментальных зависимостей  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$  для определения величины  $v_{12}^t$  возможна лишь в относительно узком интервале  $V_g$  вблизи  $-1$  В. В области  $V_g$ , предшествующей этому интервалу, экспериментальные зависимости недостаточно линейны и поэтому не описываются формулой (8), а в области  $V_g$ , следующей за этим интервалом, амплитуда ММП осцилляций сильно подавлена [25].

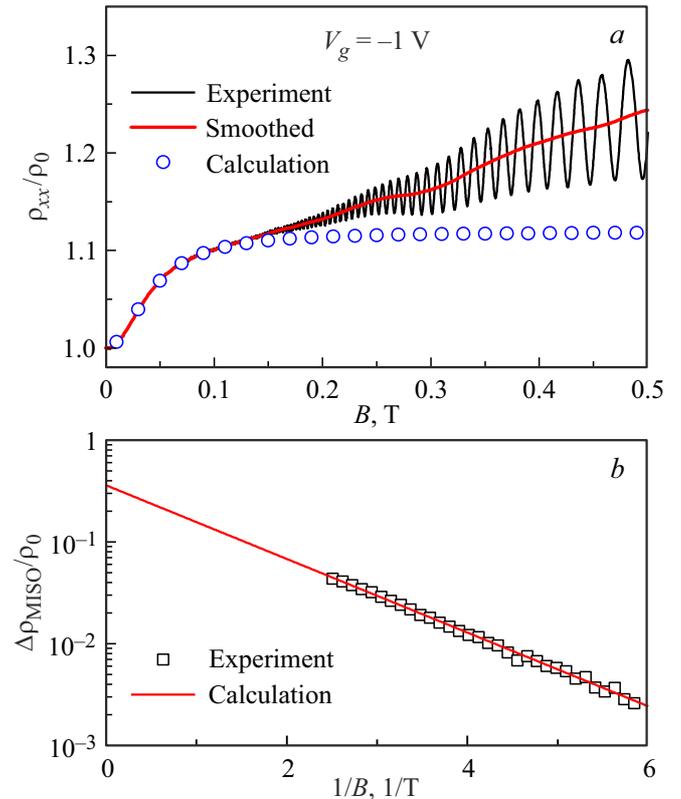
Найденная для  $V_g = -1$  В величина  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  в нулевом обратном магнитном поле равняется 0.36. Из этого следует, что  $v_{12}^t \approx 0.18v_0 \approx 4.65$  ГГц. Подставляя известные величины  $v_0, v_s, v_r$  и  $v_{12}^t$  в выражения (5)–(7) для физически обоснованных решений, можно определить транспортные скорости релаксации электронов в подзонах и квантовую скорость релаксации для межподзонного рассеяния, а также величину отношения  $v_{12}^q/v_{12}^t$  при  $V_g = -1$  В:  $v_{11}^q \approx 8.8$  ГГц,  $v_{22}^q \approx 87.2$  ГГц,  $v_{12}^q \approx 21.5$  ГГц,  $v_{12}^q/v_{12}^t \approx 4.6$ . Кроме того, наклон графика Дингла для МПП осцилляций (рис. 6,  $b$ ) дает нам величину  $(v_{11}^q + v_{22}^q + 2v_{12}^q) = 686$  ГГц, что позволяет оценить величину отношения  $(v_{11}^q + v_{22}^q)/(v_{11}^t + v_{22}^t) \approx v_{22}^q/v_{22}^t \approx 6.7$ . Такая величина

$v_{22}^q/v_{22}^t$  указывает на то, что  $v_{22}^q$  при  $V_g = -1$  В определяется в основном рассеянием электронов на удаленной легирующей примеси. Тогда для квантовой скорости релаксации можно записать [26–28]:

$$v_{jj}^q \approx v_{jj}^{qR} = (\pi\hbar/2m)n_R^*/(k_{Fj}d_R), \quad (9)$$

где  $v_{jj}^{qR}$  — квантовая скорость релаксации на удаленных ионизованных донорах в  $j$ -й подзоне,  $n_R^*$  — эффективная концентрация удаленных ионизованных доноров,  $k_{Fj} = (2\pi n_j)^{1/2}$ ,  $d_R = (d_s + d_{\text{SQW}}/2)$ ,  $d_s$  — толщина спейсера,  $d_{\text{SQW}}$  — толщина одиночной квантовой ямы. Скорость релаксации  $v_{22}^q$  в исследуемой структуре при  $V_g = -1$  В не превышает 686 ГГц. В этом случае  $n_R^*$ , рассчитанная по формуле (9), не превышает  $10^{15}$  м $^{-2}$ .

Для относительно плотного ( $n > 10^{15}$  м $^{-2}$ ) высокоподвижного 2D электронного газа при низких температурах транспортная скорость релаксации определяется двумя основными механизмами рассеяния: рассеянием на удаленных заряженных примесях и на фоновой примеси. Поэтому транспортная скорость релаксации в  $j$ -й



**Рис. 6.**  $a$  — экспериментальная и сглаженная зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ . Расчет по формуле (1):  $v_0 = 25.81$  ГГц,  $v_s = 28.88$  ГГц,  $v_r = 110$  ГГц.  $b$  — экспериментальная зависимость  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$ . Расчет по формуле  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = 2(v_{12}^t/v_0) \exp[-(\pi/\omega_c)(v_{11}^q + v_{22}^q + 2v_{12}^q)]$ :  $2(v_{12}^t/v_0) = 0.36$ ,  $(v_{11}^q + v_{22}^q + 2v_{12}^q) = 686$  ГГц.

подзоне выражается как

$$v_{jj}^i = v_{jj}^{iR} + v_{jj}^{iB}, \quad (10)$$

где  $v_{jj}^{iR}$  — транспортная скорость релаксации на удаленных ионизированных донорах, а  $v_{jj}^{iB}$  — транспортная скорость релаксации на заряженных фоновых примесях. Внутриподзонная транспортная скорость релаксации на удаленных ионизированных донорах в  $j$ -й подзоне задается следующим соотношением [26–28]:

$$v_{jj}^{iR} = (\pi\hbar/8m)n_R^*/(k_{Fj}d_R)^3. \quad (11)$$

Для величины концентрации  $n_R^* = 10^{15} \text{ м}^{-2}$  соответствующая величина  $v_{22}^{iR}$ , рассчитанная по формуле (11), составляет 9.8 ГГц. Большая разница между величинами  $v_{22}^{iR} \approx 9.8 \text{ ГГц}$  и  $v_{22}^i \approx 87.2 \text{ ГГц}$  указывает на то, что  $v_{22}^i$  в отличие от  $v_{22}^q$  определяется не одним только рассеянием на случайном потенциале удаленных ионизированных доноров. При  $V_g = -1 \text{ В}$  величина  $v_{22}^i/v_{11}^i \approx 9.9$  сравнима с величиной  $(n_1/n_2)^{1.5} \approx 8.2$ . Этот факт позволяет считать, что  $v_{11}^i$  и  $v_{22}^i$  определяются рассеянием электронов на двух типах случайного потенциала — удаленной легирующей примеси и фоновой примеси, имеющих одинаковую зависимость транспортных скоростей релаксации от  $n_j$ .

Внутриподзонную скорость транспортной релаксации электронов при рассеянии на заряженных фоновых примесях с объемной концентрацией  $n_B$  можно выразить следующим соотношением [26–28]:

$$v_{jj}^{iB} \approx (m/2\pi\hbar^3)(e^2/2\epsilon_0\epsilon)^2 n_B/k_{Fj}^3, \quad (12)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость квантовой ямы. При  $V_g = -1 \text{ В}$  величина  $v_{22}^{iB} = v_{22}^i - v_{22}^{iR} \approx 77.4 \text{ ГГц}$ . Соответствующая этой величине концентрация  $n_B$ , рассчитанная по формуле (12), составляет  $7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Отметим, что величина  $n_B$  характеризует качество структуры и в отличие от  $n_R^*$  не зависит от затворного напряжения.

Для исследуемой двухподзонной системы при  $V_g = -1.5 \text{ В}$  результаты решения системы уравнений (2)–(4), представленные выражениями (5)–(7), позволяют считать группы электронов в первой и второй подзонах независимыми, так как для этого затворного напряжения  $v_{12}^i$  существенно меньше, чем  $v_{11}^i$  и  $v_{22}^i$ . Выражения (6) и (7) дают следующие величины транспортных скоростей релаксации  $v_{11}^i$  и  $v_{22}^i$  для  $V_g = -1.5 \text{ В}$ :  $v_{11}^i \approx 25 \text{ ГГц}$  и  $v_{22}^i \approx 2626 \text{ ГГц}$ . Полученные величины  $v_{11}^i$  и  $v_{22}^i$  близки соответственно к величинам  $v_0 \approx 28.6 \text{ ГГц}$  и  $v_r \approx 2500 \text{ ГГц}$ , как это и должно быть для двух независимых групп носителей заряда в условиях  $n_1 \gg n_2$ . Величина отношения  $v_{22}^i/v_{11}^i \approx 100.5$  примерно соответствует величине отношения  $(n_1/n_2)^{1.5} \approx 82.8$ . Таким образом, можно сделать вывод, что в изучаемой системе при  $V_g = -1.5 \text{ В}$ , так же как и при  $V_g = -1 \text{ В}$ , скорости релаксации  $v_{11}^i$  и  $v_{22}^i$  определяются рассеянием на двух

типах случайного потенциала — удаленной легирующей примеси и фоновой примеси. Транспортная скорость релаксации  $v_{11}^{iB}$  при  $V_g = -1.5 \text{ В}$  составляет 12 ГГц. В этом случае  $v_{11}^{iR} = v_{11}^{iB} \approx 13 \text{ ГГц}$ .

Эффективная концентрация  $n_R^*$  при  $V_g = -1.5 \text{ В}$  для  $v_{11}^{iR} \approx 13 \text{ ГГц}$  составляет  $9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Полученная величина  $n_R^*$  при  $V_g = -1.5 \text{ В}$  примерно на порядок больше, чем  $n_R^*$  при  $V_g = -1 \text{ В}$ . Это означает, что при  $V_g = -1 \text{ В}$  величина  $n_R^*$  еще не выходит на свое максимальное значение, практически не зависящее от  $V_g$ . Однако зависимость  $n_s(V_g)$ , близкая к линейной в диапазоне  $V_g$  от  $-1.2$  до  $-2 \text{ В}$ , позволяет считать, что в этом диапазоне затворных напряжений  $n_R^*$  принимает свое максимальное значение, которое составляет  $9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Полученные результаты показывают, что в интервале  $V_g$  от  $-1.2$  до  $-2 \text{ В}$  двухподзонный транспорт электронов в исследуемой структуре определяется рассеянием на удаленной легирующей примеси с эффективной концентрацией заряженных доноров  $n_R^* \approx 9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и заряженной фоновой примеси с концентрацией  $n_B \approx 7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

#### 4. Заключение

На основе одиночной GaAs-квантовой ямы с симметричным модулированным сверхрешеточным легированием была реализована высокоподвижная электронная система с двумя заполненными подзонами размерного квантования:  $E_1$  и  $E_2$ . В однослойной двухподзонной системе был изучен переход от двухподзонного транспорта к одноподзonnому посредством изменения величины отрицательного напряжения  $V_g$  на затворе Шоттки к такой квантовой яме.

Установлено, что зависимость полной концентрации электронов  $n_s = n_1 + n_2$  в одиночной GaAs-квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами от затворного напряжения  $n_s(V_g)$  имеет два характерных участка с различными величинами среднего наклона. Наблюдаемое поведение согласуется с результатами работы [14] и обусловлено тем, что изменение напряжения  $V_g$  в диапазоне от 0 до  $-1.2 \text{ В}$  изменяет не только  $n_s$  в одиночной GaAs-квантовой яме, но и концентрацию X-электронов в верхнем барьере к ней, а в диапазоне от  $-1.2$  до  $-2 \text{ В}$  изменяет только  $n_s$ .

Также установлено, что при изменении  $V_g$  в диапазоне от 0 до  $-1.2 \text{ В}$  амплитуда ММП осцилляций падает. Такое поведение объясняется увеличением эффективной концентрации удаленных ионизированных доноров  $n_R^*$  вследствие уменьшения концентрации X-электронов в верхнем барьере [19] и соответствующего возрастания квантовых скоростей релаксации в подзонах  $v_{jj}^{qR}$ .

Установлено, что в однослойной двухподзонной системе, так же как и в двуслойной [11], классическое ПМС, наблюдающееся при приложении отрицательного напряжения на затвор Шоттки, вначале растет, а затем падает. Такое поведение объясняется обеднением верхней подзоны  $E_2$  и согласуется с теорией классического

ПМС, учитывающей роль межподзонного рассеяния в двухподзонном магнетотранспорте [9,11]. Показано, что совместный анализ классического ПМС и амплитуды ММП осцилляций дает возможность оценить концентрацию заряженных фоновых примесей  $n_V$  и соответственно оценить качество высокоподвижных двухподзонных гетероструктур.

### Благодарности

Авторы благодарят Г.М. Минькова за плодотворное обсуждение результатов работы.

### Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант № РФФ-22-22-00726, <https://rscf.ru/project/22-22-00726/>.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] H. Stormer, R. Dingle, A. Gossard, W. Wiegmann, M. Sturge. *Solid State Commun.*, **29**, 705 (1979).
- [2] H. Stormer, A. Gossard, W. Wiegmann. *Solid State Commun.*, **41**, 707 (1982).
- [3] H. van Houten, J.G. Williamson, M.E.I. Broekaart, C.T. Foxon, J.J. Harris. *Phys. Rev. B*, **37**, 2756 (1988).
- [4] T.P. Smith III, F.F. Fang. *Phys. Rev. B*, **37**, 4303 (1988).
- [5] P.T. Coleridge. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 961 (1990).
- [6] D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicholas, F. Tao, C.T. Foxon, J.J. Harris. *Phys. Rev. B*, **46**, 12439 (1992).
- [7] S. Mori, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **19**, 6433 (1979).
- [8] V.M. Polyanovskii. *Fiz. Tekh. Poluprov.*, **22**, 2230 (1988). [*Sov. Phys. Semicond.*, **22**, 1408 (1988)].
- [9] E. Zaremba. *Phys. Rev. B*, **45**, 14143 (1992).
- [10] R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, Y. Feng. *Phys. Rev. B*, **71**, 155310 (2005).
- [11] N.C. Mamani, G.M. Gusev, E.C.F. da Silva, O.E. Raichev, A.A. Quivy, A.K. Bakarov. *Phys. Rev. B*, **80**, 085304 (2009).
- [12] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4616 (1996).
- [13] A.V. Goran, A.A. Bykov, A.I. Toropov, S.A. Vitkalov. *Phys. Rev. B*, **80**, 193305 (2009).
- [14] A.A. Bykov, I.S. Strygin, A.V. Goran, D.V. Nomokonov, A.K. Bakarov. *JETP Lett.*, **112**, 437 (2020).
- [15] A.A. Быков, Д.В. Номоконов, А.В. Горан, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров. *ФТП*, **57**, 181 (2023).
- [16] M.E. Raikh, T.V. Shahbazyan. *Phys. Rev. B*, **49**, 5531 (1994).
- [17] N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, M. Willander. *J. Phys.: Condens. Matter*, **13**, 2517 (2001).
- [18] O.E. Raichev. *Phys. Rev. B*, **78**, 125304 (2008).
- [19] M. Sammon, M.A. Zudov, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. Mater.*, **2**, 064604 (2018).
- [20] D.G. Polyakov, F. Evers, A.D. Mirlin, P. Wolfle. *Phys. Rev. B*, **64**, 205306 (2001).
- [21] M.G. Vavilov, I.L. Aleiner. *Phys. Rev. B*, **69**, 035303 (2004).
- [22] S. Dietrich, S. Vitkalov, D.V. Dmitriev, A.A. Bykov. *Phys. Rev. B*, **85**, 115312 (2012).
- [23] A.A. Bykov, A.V. Goran, S.A. Vitkalov. *Phys. Rev. B*, **81**, 155322 (2010).
- [24] O.E. Raichev. *Phys. Rev. B*, **81**, 195301 (2010).
- [25] A.A. Bykov, D.V. Nomokonov, A.V. Goran, I.S. Strygin, A.K. Bakarov, S. Abedi, S.A. Vitkalov. *JETP Lett.*, **114**, 423 (2021).
- [26] A. Gold. *Phys. Rev. B*, **38**, 10798 (1988).
- [27] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, M.A. Zudov. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1709 (2012).
- [28] J.H. Davies. *The Physics of Low Dimensional Semiconductors* (Cambridge University Press, N.Y., 1998).

Редактор А.Н. Смирнов

## Two-subband magnetotransport in GaAs single quantum well with superlattice doping

A.A. Bykov, D.V. Nomokonov, I.S. Strygin, I.V. Marchishin, A.K. Bakarov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Two-subband magnetotransport of quasi-2D electron gas in GaAs single quantum well with AlAs/GaAs superlattice doping has been studied at  $T = 4.2$  K in magnetic fields  $B < 2$  T. It was demonstrated that application of negative gate voltage leads to transformation of studied two-subband electron system into the one-subband system. This transformation is accompanied by appearance of positive magnetoresistance. This behavior has been described by conventional model of classical positive magnetoresistance that takes into account elastic intersubband scattering of electrons. Combined analysis of classical positive magnetoresistance and quantum magneto-intersubband oscillations makes it possible to define the values of transport rates of intra-subband scattering and quantum rate of intersubband scattering.