

Туннелирование Зинера между уровнями Ландау в двумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией

А. А. Быков^{+*1)}, И. С. Стрыгин⁺, Е. Е. Родякина^{+*}, С. А. Виткалов[×]

⁺ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Physics Department, City College of the City University of New York, 10031 New York, USA

Поступила в редакцию 6 июня 2018 г.

После переработки 20 июня 2018 г.

Исследован нелинейный магнетотранспорт двумерного (2D) электронного газа в одномерных латеральных решетках, изготовленных на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Одномерная потенциальная модуляция 2D электронного газа осуществлялась при помощи серии металлических полосок, сформированных на планарной поверхности холловских мостиков. Изучались зависимости дифференциального сопротивления r_{xx} от магнитного поля $B < 0.5$ Тл при температуре $T = 1.6$ К в решетках с периодом $a \approx 200$ нм. Показано, что в таких решетках под действием постоянного холловского электрического поля возникают периодические осцилляции $r_{xx}(1/B)$, обусловленные туннелированием Зинера между уровнями Ландау. Обнаружено, что в 2D электронных системах с одномерной периодической модуляцией зинеровские и соизмеримые осцилляции r_{xx} интерферируют. Полученные экспериментальные результаты качественно объясняются ролью зон Ландау в нелинейном транспорте при больших факторах заполнения.

DOI: 10.1134/S0370274X18140084

Квантование орбитального движения электронов в магнитном поле B приводит к качественному изменению их энергетического спектра. В частности, в идеальной двумерной (2D) системе энергетический спектр электронов в перпендикулярном магнитном поле становится дискретным: $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c$, где n – номер уровня Ландау, ω_c – циклотронная частота, m^* – эффективная масса. Случайный рассеивающий потенциал в неупорядоченной электронной системе приводит к уширению уровней Ландау: $\Gamma_n = \hbar/2\tau_q$, где Γ_n – ширина уровня Ландау, а τ_q – квантовое время жизни. В высокоподвижных 2D электронных системах на основе селективно-легированных GaAs квантовых ям транспортное время рассеяния электронов $\tau_{tr} \gg \tau_q$, что приводит к возникновению интервала сильных магнитных полей, в котором уровни Ландау перекрываются ($\Gamma_n > \hbar\omega_c$).

Модуляция спектра энергетических состояний 2D электронов в сильных магнитных полях при большом числе заполненных уровней Ландау является фундаментальной причиной ряда новых неравновесных явлений, открытых за два прошедших десятилетия в высокоподвижных 2D системах [1]. К этим

новым явлениям относится туннелирование Зинера между уровнями Ландау [2–13]. Было показано, что в холловских мостиках шириной W под действием постоянного электрического тока I_{dc} возникают осцилляции дифференциального сопротивления $r_{xx}(1/B)$, положение максимумов которых определяется соотношением:

$$2R_c e I_{dc} = j \hbar \omega_c, \quad (1)$$

где R_c – циклотронный радиус, $E_{dc} = \rho_{xy} I_{dc} / W$ – холловское электрическое поле, ρ_{xy} – холловское сопротивление, а j – целое положительное число. Туннелирование Зинера между уровнями Ландау возникает вследствие процессов обратного рассеяния на примесях, в результате которых положение центра электронной орбиты изменяется на $2R_c$, а энергия электрона на $j\hbar\omega_c$.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению туннелирования Зинера между уровнями Ландау в высокоподвижном 2D электронном газе с одномерной периодической модуляцией потенциала $V(x) = V_0 \cos(2\pi x/a)$, где a – период латеральной модуляции. Вероятность туннелирования между уровнями Ландау зависит от их ширины Γ_n и от времени обратного рассеяния τ_π [14]. Одномерная потенциальная модуляция слабо влияет на τ_π , но су-

¹⁾ e-mail: bykov@isp.nsc.ru

щественно видоизменяет энергетический спектр 2D электронов в магнитном поле вследствие снятия вырождения по отношению к координате центра волновой функции x_0 , что приводит к возникновению зон Ландау. Основной целью работы является установление роли зон Ландау в туннелировании Зинера при больших факторах заполнения $\nu = 2E_F/\hbar\omega_c \gg 1$, где E_F – энергия Ферми.

Магнетотранспортные свойства 2D электронного газа в одномерном периодическом потенциале исследуются уже более четверти века [15–17]. Наиболее ярким эффектом, обнаруженным в такой системе, являются соизмеримые осцилляции (СО) магнетосопротивления [15]. Эти осцилляции сопротивления, как и осцилляции Шубникова–де Гааза (ШДГ), периодичны по $1/B$. Минимумы СО возникают при выполнении равенства:

$$2R_c/a = (i - 1/4), \quad (2)$$

где i – целое положительное число. Для наблюдения СО период a должен быть меньше длины свободного пробега электронов $l_p = v_F\tau_{tr}$, где v_F – фермиевская скорость электронов. В рамках классического рассмотрения возникновение СО объясняется резонансом между периодическим движением электронов по циклотронной орбите и осциллирующим дрейфом центра орбиты, индуцированным потенциалом $V(x)$ [18].

В рамках квантового рассмотрения одномерная потенциальная модуляция приводит к возникновению зон Ландау. В условиях $V_0/E_F \ll 1$ зависимость энергии уровня Ландау с номером $n \gg 1$ от x_0 выражается следующими соотношениями [17]:

$$E_n(x_0) \approx (n + 1/2)\hbar\omega_c + V_B \cos(2\pi x_0/a), \quad (3)$$

$$V_B = V_0(a/\pi^2 R_c)^{1/2} \cos(2\pi R_c/a - \pi/4). \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что ширина зон Ландау $\Gamma_B = 2|V_B|$ изменяется периодически в зависимости от $1/B$. Зависимость Γ_B от $1/B$, а вместе с ней и величины зонной проводимости, является квантовой причиной СО. Совсем недавно для слабо модулированных 2D электронных систем разрыв между классическим и квантовым подходами к магнетотранспорту в таких системах был устранен [19].

В данной работе изучался нелинейный электронный транспорт в одномерных латеральных решетках, изготовленных на основе гетероструктуры GaAs/AlAs. Исходная селективно-легированная гетероструктура представляла собой квантовую яму GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [20, 21]. Ширина квантовой ямы

составляла 13 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке. Исследования проводились при температуре $T = 1.6$ К в магнитных полях $B < 0.5$ Тл на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 100$ мкм. Мостики изготавливались при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Концентрация электронов в исходной гетероструктуре после подсветки красным светодиодом при $T = 1.6$ К составляла $n_e \approx 8.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а их подвижность $\mu \approx 235 \text{ м}^2/\text{Вс}$.

Схематическое изображение образца представлено на вставке к рис. 1а. Образец представляет со-

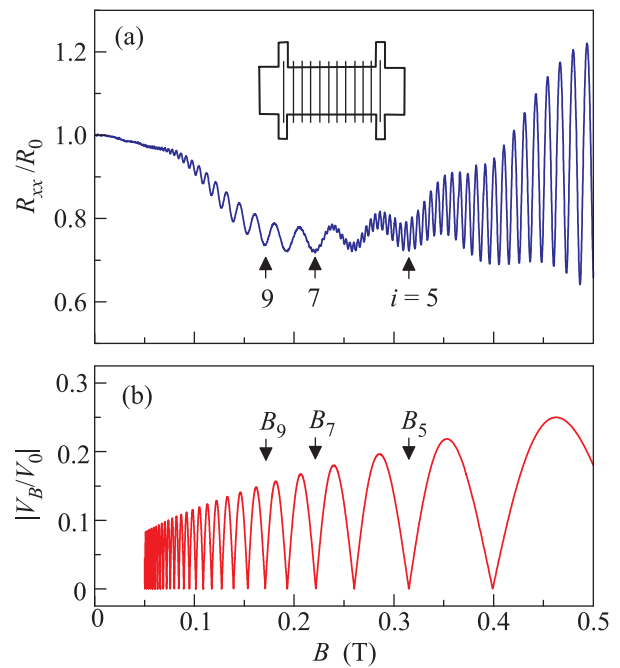


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальная зависимость R_{xx}/R_0 от B , измеренная на мостике с решеткой при $T = 1.6$ К. Стрелками указаны минимумы СО для $i = 5, 7, 9$. На вставке изображена упрощенная схема образца. (б) – Теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (4): $a = 200$ нм; $n_e = 8.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Стрелками указаны величины магнитных полей B_i для $i = 5, 7, 9$

бой холловский мостик, на планарную поверхность которого нанесена металлическая решетка. Решетки изготавливались при помощи электронной литографии и метода “взрыва” двухслойной металлической пленки Au/Ti. Толщина слоя Au составляла 40 нм, а слоя Ti – 5 нм. Решетка представляла собой набор Au/Ti полосок шириной 100 нм. Период a составлял 200 нм. Концентрация электронов в мостиках с решеткой после подсветки красным светодиодом при

$T = 1.6$ К составляла $n_e \approx 8.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а их подвижность $\mu \approx 215 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Дифференциальное сопротивление $r_{xx} \approx V_{ac}/I_{ac}$ измерялось на переменном токе $I_{ac} < 1$ мкА частотой от 10 Гц до 1 кГц. Одновременно с током I_{ac} через образец протекал постоянный ток I_{dc} от 0 до 100 мкА. При $I_{dc} = 0$, $r_{xx} = R_{xx}$.

Для изготовления решеток использовалась селективно-легированная гетероструктура GaAs/AlAs, у которой n_e после подсветки красным светодиодом при $T = 1.6$ К увеличивалась на $\sim 0.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Латеральная периодическая модуляция потенциала $V(x)$ в исследуемых решетках возникает благодаря тому, что электронная концентрация после подсветки изменяется под металлическими полосками меньше, чем в открытых областях образца [22]. Если предположить, что n_e не изменяется после подсветки под металлическими полосками, а увеличивается лишь в открытых областях мостика, то амплитуда модуляции в изучаемых решетках составляет $V_0 \approx 0.35$ мэВ.

На рисунке 1а представлена зависимость $R_{xx}(B)/R_0$ (R_0 – сопротивление в нулевом магнитном поле), в которой наблюдается два типа осцилляций. Оба типа осцилляций периодичны в обратном магнитном поле. Осцилляции с меньшим периодом являются осцилляциями ШДГ, их период определяется отношением $E_F/\hbar\omega_c$. Осцилляции с большим периодом являются соизмеримыми, так как положение их минимумов определяется соотношением (2), что указывает на одномерную периодическую модуляцию 2D электронного газа в изучаемых решетках. Зависимость $|V_B/V_0|$ от B , приведенная на рис. 1б, показывает, что ширина зон Ландау Γ_B в минимумах СО ($B = B_i$) равна нулю и принимает максимальное значение в их максимумах.

На рисунке 2а изображена схема измерения дифференциального сопротивления r_{xx} и приведены зависимости r_{xx}/R_0 от $1/B$ для $I_{dc} = 0$ (кривая 1) и $I_{dc} = 80$ мкА (кривая 2). Максимумы, отмеченные на кривой 2 стрелками, обусловлены туннелированием Зинера, так как их положение соответствует соотношению (1). Видно, что зинеровские осцилляции, индуцированные холловским электрическим полем E_{dc} , интерферируют с СО. Более подробное поведение СО представлено на рис. 2б. Зависимости $\Delta r_{CO}/R_0$ от $1/B$ были получены путем вычитания из экспериментальных кривых 1 и 2 осцилляций ШДГ и монотонных составляющих. Эти зависимости показывают, что под действием I_{dc} СО периодически изменяют свою фазу на π . Три узла, в которых происходит смена фазы СО, отмечены на рис. 2б стрелками.

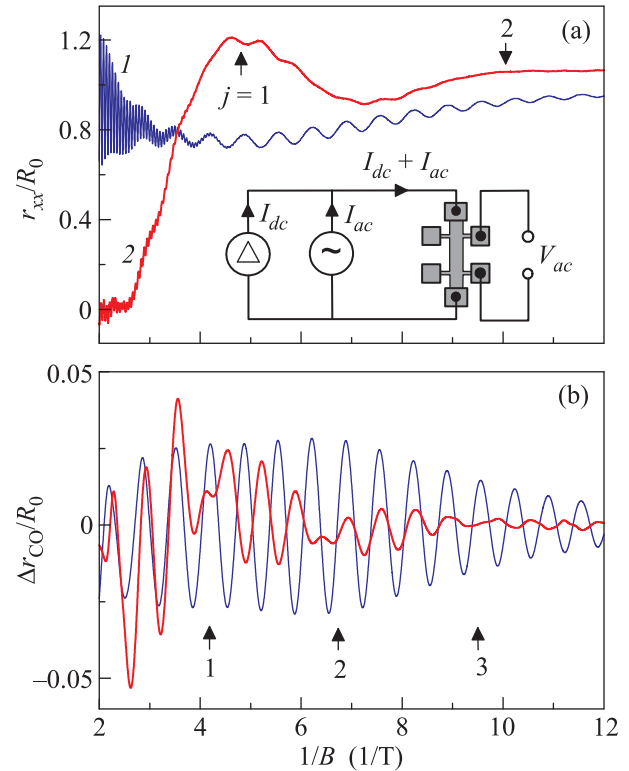


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости r_{xx}/R_0 от $1/B$, измеренные на мостике с решеткой при $T = 1.6$ К для $I_{dc} = 0$ (кривая 1) и $I_{dc} = 80$ мкА (кривая 2). На вставке изображена схема измерения дифференциального сопротивления $r_{xx} = V_{ac}/I_{ac}$. Стрелками указаны максимумы зинеровских осцилляций для $j = 1$ и 2. (б) – Зависимости $\Delta r_{CO}/R_0$ от $1/B$. Стрелками указаны узлы биений СО

Недавно в 2D электронной системе с одномерной периодической модуляцией была обнаружена интерференция СО и осцилляций микроволнового фотосопротивления [22], а также установлено, что индуцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением $R_w \approx 0$ возникают лишь в минимумах СО [23]. Кроме того, было показано, что в нелинейном режиме состояния с $r_{xx} \approx 0$ возникают в одномерных решетках так же, как и состояния с $R_w \approx 0$, лишь в минимумах СО [24]. Эти экспериментальные данные указывают на роль зон Ландау в неравновесных явлениях, возникающих в 2D электронных системах с одномерной периодической модуляцией под действием микроволнового излучения или постоянного электрического поля.

Влияние зон Ландау на осцилляции ШДГ в линейном режиме исследовалось в работе [25]. Было показано, что в одномерных латеральных сверхрешках на основе 2D электронного газа в селективно-легированных гетероструктурах возникает модуля-

ция осцилляций ШДГ. Поведение осцилляций ШДГ для случая сильно перекрывающихся уровней Ландау и слабой одномерной модуляции 2D электронного газа определяется следующим выражением [25]:

$$\Delta R_{SdH}/R_0 \approx 2A_{SdH}X(T)\Delta D/D_0, \quad (5)$$

где $X(T) = (2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c) / \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)$, $\Delta D/D_0 = -2J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c)\delta \cos(2\pi E_F / \hbar \omega_c)$, $\delta = \exp(-\pi / \omega_c \tau_q)$ – фактор Дингла, A_{SdH} – безразмерный параметр порядка единицы.

В одномерной решетке, по сравнению с немодулированным 2D электронным газом, $\Delta D/D_0$ приобретает дополнительный фактор $J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c)$, который и приводит к модуляции амплитуды осцилляций ШДГ. В минимумах СО ($V_B = 0$) дополнительный фактор $J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c) = 1$ и не зависит от B . В максимумах СО дополнительный фактор меньше единицы. В этом случае при увеличении $1/B$ он уменьшается и достигает нуля при выполнении равенства [25]: $|V_B| = 0.3827\hbar\omega_c$. Формула (5) справедлива лишь в условиях, когда $|V_B| < 0.3827\hbar\omega_c$ [25]. В этом случае периодический потенциал приводит лишь к дополнительному уширению уровней Ландау.

На рисунке 3а представлена экспериментальная зависимость $R_{xx}(1/B)/R_0$, в которой отчетливо проявляются осцилляции ШДГ, СО и монотонная составляющая. Зависимость $\Delta R_{SdH}(1/B)/R_0$ (рис. 3б), полученная путем вычитания из экспериментальной зависимости СО и монотонной составляющей, показывает, что в наших решетках модуляция осцилляций ШДГ не наблюдается. Поведение амплитуды осцилляций ШДГ хорошо описывается формулой (5) для следующих параметров: $A_{SdH} = 0.85$; $V_0 = 0$; $\tau_q = 2.3$ пс. Это означает, что осцилляции ШДГ в исследуемых решетках ведут себя так же, как и в 2D системе без потенциальной модуляции. Сопоставление зависимостей, приведенных на рис. 3б, 4а, позволяет считать, что в исследуемых решетках амплитуда одномерной модуляции потенциала $V_0 < 0.35$ мэВ.

Незначительная модуляция амплитуды ШДГ в исследуемых решетках (толстая линия на рис. 4а) означает, что роль зон Ландау в модификации электронного спектра можно учесть, введя дополнительное уширение уровней Ландау, зависящее от $1/B$. В полях B , где $|V_B| < 0.3827\hbar\omega_c$ ($B > 0.04$ Тл для $V_0 < 0.35$ мэВ) такое дополнительное уширение можно учесть, введя эффективное квантовое время жизни $\tau_q^* = \tau_q^0 J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c)$. Зависимость R_{SdH}/R_0 от $1/B$, рассчитанная по формуле (5) для $\Delta D/D_0 = -2 \exp(-\pi / \omega_c \tau_q^*) \cos(2\pi E_F / \hbar \omega_c)$ и $\tau_q^0 = 2.3$ пс, представлена на рис. 4б. Она слабо отличается от зависимости (рис. 4а),

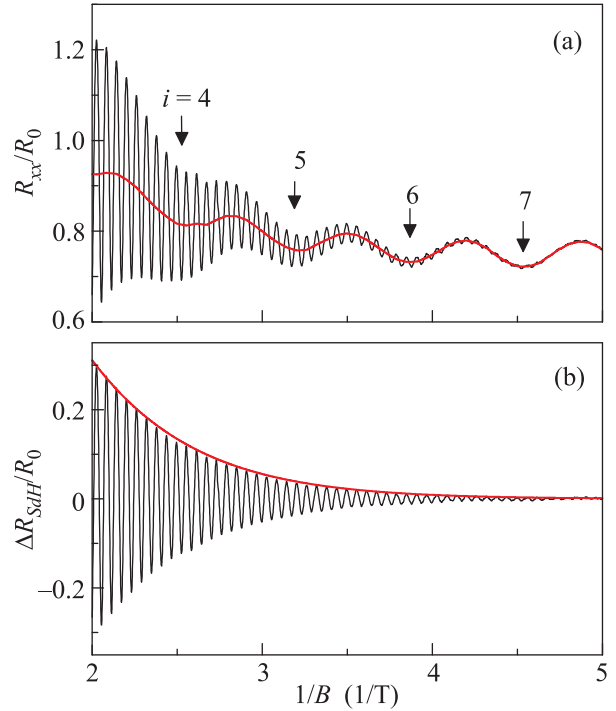


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальная зависимость R_{xx}/R_0 от $1/B$ (тонкая линия) и сглаженная зависимость (толстая линия). Стрелками указаны минимумы СО для $i = 4, 5, 6$ и 7 . (б) – Зависимость $\Delta R_{SdH}/R_0$ от $1/B$ (тонкая линия). Зависимость, рассчитанная по формуле (5) (толстая линия): $A_{SdH} = 0.85$; $V_0 = 0$; $\tau_q = 2.3$ пс; $\cos(2\pi E_F / \hbar \omega_c) = -1$

рассчитанной по формуле (5) для $\Delta D/D_0 = -2J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c) \exp(-\pi / \omega_c \tau_q) \cos(2\pi E_F / \hbar \omega_c)$, что оправдывает введение $\tau_q^* = \tau_q^0 J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c)$ для учета дополнительного уширения уровней Ландау в слабом одномерном периодическом потенциале.

Поведение зинеровских осцилляций дифференциального сопротивления в немодулированной 2D электронной системе в условиях, когда $2R_c e E_{dc} / \hbar \omega_c \gg 1$, определяется следующим выражением [14]

$$\Delta r_{HIRO}/R_0 \approx A_{HIRO} \exp(-2\pi / \omega_c \tau_q) \times \cos(4\pi R_c e E_{dc} / \hbar \omega_c), \quad (6)$$

где A_{HIRO} – безразмерный параметр порядка единицы. Для учета в зинеровском туннелировании дополнительного уширения уровней Ландау в слабом одномерном периодическом потенциале будем использовать в формуле (6) вместо τ_q эффективное квантовое время жизни $\tau_q^* = \tau_q^0 J_0(2\pi V_B / \hbar \omega_c)$:

$$\Delta r_{HIRO}^*/R_0 \approx A_{HIRO} \exp(-2\pi / \omega_c \tau_q^*) \times \cos(4\pi R_c e E_{dc} / \hbar \omega_c). \quad (7)$$

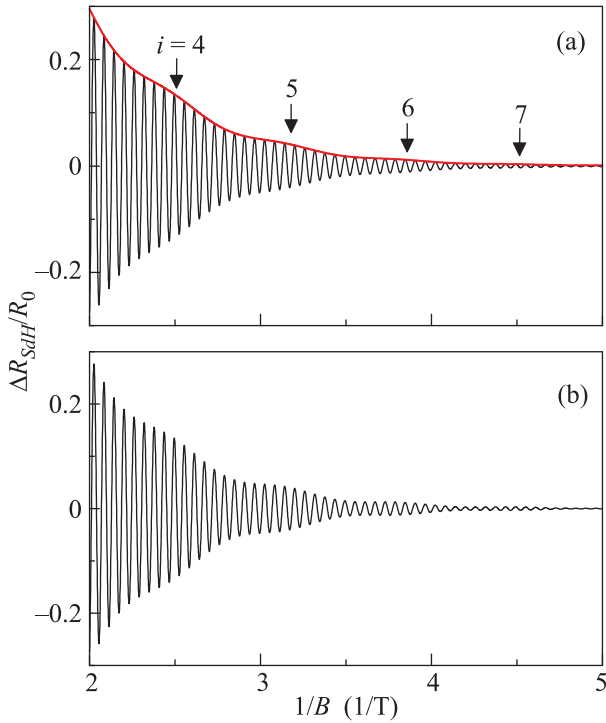


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость $\Delta R_{SdH}(1/B)/R_0$, рассчитанная по формуле (5): $A_{SdH} = 0.85$; $V_0 = 0.35$ мэВ; $\tau_q = 2.3$ пс. Зависимость, рассчитанная по формуле (5) (толстая линия): $A_{SdH} = 0.85$; $V_0 = 0.35$ мэВ; $\tau_q = 2.3$ пс; $\cos(2\pi E_F/\hbar\omega_c) = -1$. Стрелками указаны минимумы СО для $i = 4, 5, 6$ и 7 . (б) – Зависимость $\Delta R_{SdH}(1/B)/R_0$ от $1/B$, рассчитанная по формуле (5): $\Delta D/D_0 = -2 \exp(-\pi/\omega_c \tau_q^*) \cos(2\pi E_F/\hbar\omega_c)$; $\tau_q^* = \tau_q^0 J_0(2\pi V_B/\hbar\omega_c)$; $A_{SdH} = 0.85$; $V_0 = 0.35$ мэВ; $\tau_q = 2.3$ пс

Формула (7), как и (5), справедлива лишь при выполнении неравенства $|V_B| < 0.3827\hbar\omega_c$.

На рисунке 5а приведены расчетные зависимости $\Delta r_{HIRO}/R_0$ (тонкая линия) и $\Delta r_{HIRO}^*/R_0$ (толстая линия) от $1/B$, рассчитанные по формулам (6) и (7) для немодулированного и модулированного 2D электронного газа. На рисунке 5б толстой линией изображена разность между расчетными зависимостями $\Delta r_{HIRO}^*/R_0$ и $\Delta r_{HIRO}/R_0$ от $1/B$, а тонкой линией – экспериментальная зависимость. Наблюдается хорошее совпадение теоретической и экспериментальной зависимостей. В качестве подгоночных параметров использовались τ_q и τ_q^0 . Зависимость $\Delta r_{HIRO}/R_0$ от $1/B$ определяется величиной $\tau_q = 4$ пс. Фактически она является усредненной для зависимости $\Delta r_{HIRO}^*/R_0$ от $1/B$, поведение которой задается величиной $\tau_q^0 = 4.6$ пс. Это означает, что именно

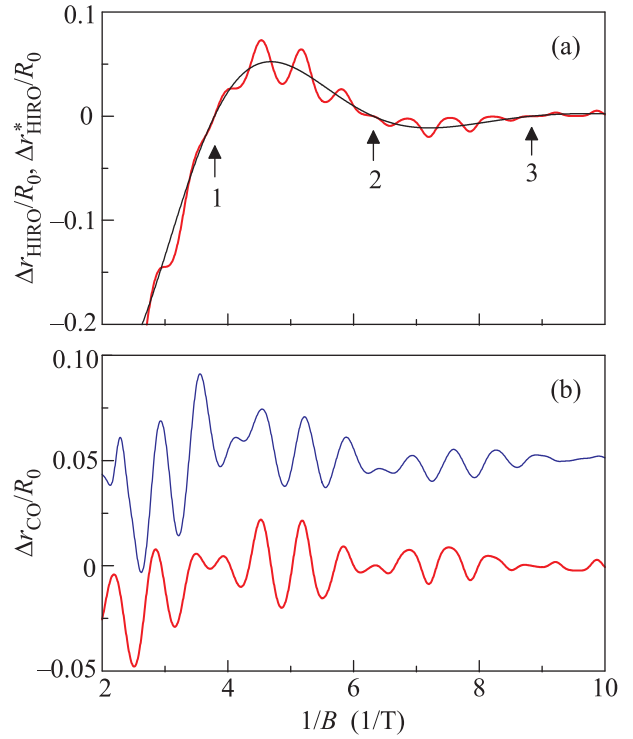


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость $\Delta r_{HIRO}(1/B)/R_0$, рассчитанная по формуле (6) (тонкая линия): $A_{HIRO} = 1$; $I_{dc} = 80$ мкА; $\tau_q = 4$ пс. Зависимость $\Delta r_{HIRO}^*(1/B)/R_0$, рассчитанная по формуле (7) (толстая линия): $A_{HIRO} = 1$; $I_{dc} = 80$ мкА; $V_0 = 0.35$ мэВ; $\tau_q^0 = 4.6$ пс. Стрелками указаны узлы биений СО. (б) – Экспериментальная зависимость $\Delta r_{CO}(1/B)/R_0$ (тонкая линия): $T = 1.6$ К; $I_{dc} = 80$ мкА; кривая смещена вверх на 0.05. Зависимость $\Delta r_{CO}/R_0 = \Delta r_{HIRO}^*/R_0 - \Delta r_{HIRO}/R_0$ от $1/B$, рассчитанная по формулам (6) и (7) (толстая линия): $A_{HIRO} = 1$; $I_{dc} = 80$ мкА; $V_0 = 0.35$ мэВ; $\tau_q^0 = 4.6$ пс; $\tau_q = 4$ пс

$\tau_q^0 = 4.6$ пс определяет поведение зинеровских осцилляций в модулированном 2D электронном газе.

Различие в квантовых временах $\tau_q = 2.3$ пс и $\tau_q^0 = 4.6$ пс, определенных из сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей амплитуды осцилляций ШДГ и амплитуды зинеровских осцилляций от обратного магнитного поля мы связываем с тем, что формула (6) справедлива лишь в условиях, когда $2R_c e E_{dc}/\hbar\omega_c \gg 1$. В нашем случае это условие не выполняется. Тем не менее, хорошее совпадение экспериментальной и расчетной зависимостей, представленных на рис. 5б позволяет сделать вывод, что обнаруженная интерференция осцилляций сопротивления, индуцированных постоянным электрическим полем Холла и СО, обусловлена дополнительным

уширением уровней Ландау в 2D электронном газе с одномерной периодической модуляцией.

В данной работе изучен нелинейный магнетотранспорт в высокоподвижном 2D электронном газе с одномерной периодической модуляцией. Модуляция потенциала задавалась серией металлических полосок, сформированных на планарной поверхности селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Исследовались зависимости дифференциального сопротивления от магнитного поля при температуре 1.6 К в решетках с периодом $a \approx 200$ нм. Обнаружено, что осцилляции дифференциального сопротивления, индуцированные постоянным электрическим полем Холла в 2D системе с одномерной периодической модуляцией потенциала, интерферируют с соизмеримыми осцилляциями. Полученные экспериментальные данные качественно объясняются изменением энергетического спектра электронных состояний в одномерном периодическом потенциале. Показано, что изменение спектра можно учесть введением эффективного квантового времени жизни, зависящего от обратного магнитного поля.

Авторы благодарят Ивана Дмитриева и Алексея Ненашева за всестороннее обсуждение экспериментальных результатов. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект # 18-02-00603) и National Science Foundation (Division of Material Research Grants # 1702594). Разработка технологии создания решеток методом электронной литографии выполнена в рамках государственного заказа.

1. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
2. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076801 (2002).
3. A. A. Bykov, Jing-qiao Zhang, Sergey Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **72**, 245307 (2005).
4. W. Zhang, H.-S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **75**, 041304(R) (2007).
5. A. A. Bykov, *JETP Lett.* **88**, 394 (2008).

6. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **79**, 161308(R) (2009).
7. A. V. Goran, A. K. Kalagin, and A. A. Bykov, *JETP Lett.* **94**, 535 (2011).
8. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **83**, 081301(R) (2011).
9. A. A. Bykov, D. V. Dmitriev, I. V. Marchishin, S. Byrnes, and S. A. Vitkalov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 251602 (2012).
10. A. V. Goran, I. S. Strygin, and A. A. Bykov, *JETP Lett.* **96**, 803 (2013).
11. Q. Shi, Q. A. Ebner, and M. A. Zudov, *Phys. Rev. B* **90**, 161301(R) (2014).
12. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, *Phys. Rev. B* **93**, 245436 (2016).
13. Q. Shi, M. A. Zudov, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, K. von Klitzing, and J. Smet, *Phys. Rev. B* **95**, 041411(R) (2017).
14. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **76**, 115331 (2007).
15. D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *Europhys. Lett.* **8**, 179 (1989).
16. R. R. Gerhardts, D. Weiss, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1173 (1989).
17. R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1177 (1989).
18. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989).
19. O. E. Raichev, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 146802 (2018).
20. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
21. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **95**, 420 (2012).
22. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **101**, 703 (2015).
23. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, A. K. Kalagin, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 012103 (2016).
24. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **104**, 257 (2016).
25. A. Endo and Y. Iye, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 054709 (2008).