

Нелинейный магнетотранспорт в двумерной системе электронов в квадратной решетке антиточек на основе гетероструктуры GaAs/AlAs

А. А. Быков^{+*×1)}, И. С. Стрыгин^{+×}, И. В. Марчишин⁺, А. В. Горан⁺

⁺Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

[×]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 февраля 2014 г.

Изучен нелинейный магнетотранспорт двумерных (2D) электронов в квадратных решетках антиточек, изготовленных на основе селективно легированных гетероструктур GaAs/AlAs с периодом, существенно меньшим длины свободного пробега электронов в исходных GaAs квантовых ямах, но значительно большим их фермиевской длины волны. Показано, что в исследуемых латеральных решетках с уменьшением радиуса антиточек характер нелинейного транспорта 2D-электронов меняется от классического к квантовому. Обнаружено увеличение квантового времени жизни в магнитном поле, отвечающем условию равенства циклотронного диаметра 2D-электронов периоду решетки антиточек.

DOI: 10.7868/S0370274X14050130

Магнетотранспорт двумерных (2D) электронов в латеральных решетках антиточек, изготовленных на основе селективно легированных полупроводниковых гетероструктур, исследуется уже несколько десятков лет [1–6]. Для их изготовления, как правило, используются электронно-лучевая литография и “сухое” травление [3, 4]. Схематический разрез решетки антиточек, изготовленной таким способом, представлен на рис. 1а. К настоящему времени наиболее детально изучен линейный магнетотранспорт в решетках, период которых существенно меньше длины свободного пробега 2D-электронов в исходных структурах, но значительно больше их фермиевской длины волны. В таких решетках наиболее ярко проявляются геометрические резонансы магнетосопротивления, имеющие классическую природу и обусловленные соизмеримостью периода решетки d и циклотронного радиуса 2D-электронов R_c . Это связано с тем, что в латеральной решетке антиточек в классически сильных магнитных полях значительная часть электронов движется по пиннингованным орбитам и убегающим траекториям (рис. 1б), вклад которых и приводит к появлению соизмеримых максимумов в магнетосопротивлении [7, 8].

Магнетотранспорт в решетках антиточек в нелинейном режиме, в отличие от линейного, к насто-

ящему времени практически не изучен, несмотря на то что прогресс в физике низкоразмерных систем в последнее десятилетие привел к открытию ряда новых нелинейных явлений, возникающих в 2D-электронном газе в классически сильных магнитных полях [9]. Фундаментальные причины этих нелинейных явлений заключаются в том, что постоянное электрическое поле E_{dc} , с одной стороны, влияет на процессы рассеяния носителей заряда, а с другой – разогревает их. Влияние E_{dc} на процессы рассеяния 2D-электронов на случайном потенциале в классически сильных магнитных полях рассмотрено в работах [10, 11]. Было показано, что одной из причин нелинейного транспорта в этом случае является подавление эффектов “памяти” электрическим полем. Суть данного механизма нелинейности состоит в том, что E_{dc} при превышении некоторой критической величины срывает электроны, описывающие розетки вокруг примесей (антиточек). Разрушение розеток электрическим полем приводит к увеличению проводимости 2D-электронного газа в сильном магнитном поле.

Как отмечалось выше, E_{dc} не только влияет на процессы рассеяния электронов, но и приводит к их разогреву, т.е. изменяет энергетическую функцию распределения электронов. До недавнего времени считалось, что такое изменение функции распределения может быть описано повышенной элек-

¹⁾e-mail: bykov@isp.nsc.ru

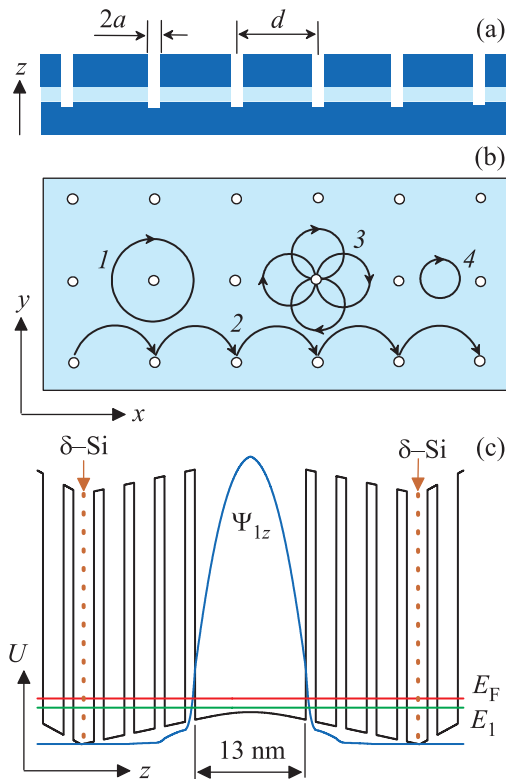


Рис. 1. (а) – Схематический разрез решетки антиточек, изготовленной на основе 2D-электронного газа в квантовой яме ($2a$ – литографический диаметр вытравленных областей; d – период решетки антиточек). (б) – Характерные типы электронных траекторий в квадратной решетке антиточек: 1 – пиннигованная орбита; 2 – убегающая траектория; 3 – “розетка”; 4 – круговая орбита. (с) – Потенциальный профиль дна зоны проводимости в Γ -точке для квантовой ямы GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs и вид волновой функции первого уровня размерного квантования. Стрелками обозначены положения δ -легированных слоев в боковых барьерах

электронной температурой. Однако сравнительно недавно было показано, что в скрещенных электрическом и магнитном полях такое описание не является полностью удовлетворительным. Оказалось, что неравновесная функция распределения в такой системе имеет осциллирующую компоненту, период которой равен циклотронной энергии [12]. Осциллирующая компонента приводит к тому, что функция распределения электронов в энергетических интервалах с повышенной плотностью состояний становится более пологой. Механизм нелинейности, обусловленный ступенчатой функцией распределения, приводит к уменьшению проводимости 2D-электронного газа в сильном магнитном поле при возрастании постоянного электрического поля [12, 13].

В общем случае нелинейный транспорт 2D-электронов в классически сильных магнитных полях обусловлен суммарным действием описанных выше механизмов [14]. В области относительно слабых E_{dc} нелинейный транспорт связан преимущественно с неравновесной функцией распределения, а в области сильных E_{dc} – с влиянием электрического поля на процессы рассеяния. Наиболее ярким проявлением нелинейного магнетотранспорта 2D-электронов в области слабых E_{dc} служат состояния с нулевым дифференциальным сопротивлением [15–17], а в области сильных полей – тунелирование Зинера [18–20]. Механизмы нелинейности, приводящие к этим двум эффектам, являются квантовыми, в отличие от классического механизма, связанного с подавлением эффектов “памяти” в 2D-системе [10].

К настоящему времени в латеральных решетках антиточек обнаружен лишь классический механизм нелинейности [21]. Было показано, что при увеличении E_{dc} дифференциальное сопротивление r_{xx} в магнитном поле, соответствующем максимуму основного соизмеримого пика, уменьшается, а в магнитном поле, соответствующем розеточным орбитам, оно, наоборот, растет. Обнаруженное поведение было объяснено разрушением убегающих и розеточных траекторий электрическим полем. В настоящей работе установлено, что такое поведение не является универсальным. Оно характерно лишь для случая, когда эффективный диаметр антиточек $2a_{eff}$ сравним с периодом решетки d . Показано, что при уменьшении отношения $2a_{eff}/d$ характер нелинейного магнетотранспорта 2D-электронов в квадратной решетке антиточек меняется с классического на квантовый. Обнаружено увеличение квантового времени жизни τ_q в магнитном поле B_c , соответствующем положению основного соизмеримого пика.

В работе изучалось дифференциальное сопротивление 2D-электронного газа в квадратных решетках антиточек, период которых составлял 0,8, 1,2 и 1,6 мкм. Решетки изготавливались при помощи электронной литографии и “сухого” травления. Литографический диаметр антиточек $2a$ составлял 0,1–0,2 мкм. Исходная селективно легированная гетероструктура представляла собой квантовую яму GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [22, 23]. Результаты самосогласованного расчета электростатического потенциала этой гетероструктуры представлены на рис. 1с. Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 1$ Тл на мостиках шириной $W = 50$ мкм с расстоянием между потенциометрическими выводами $L = 100$ мкм (вставка к рис. 2а).

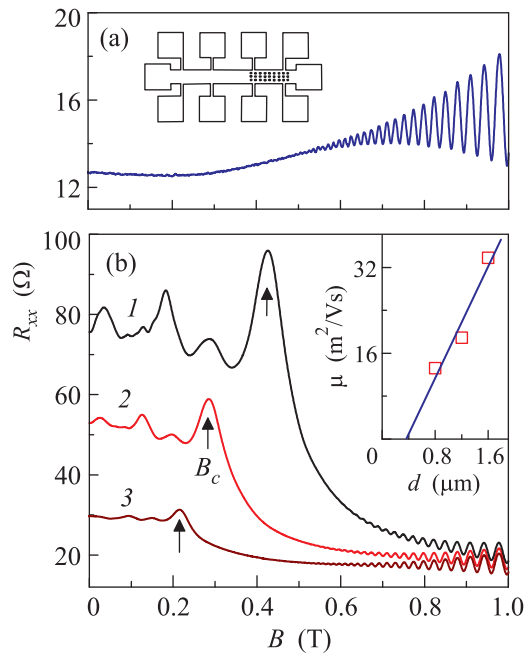


Рис. 2. (а) – Зависимость $R_{xx}(B)$, измеренная при $T = 4.2\text{ К}$ на мостике без антиточек. На вставке изображена геометрия образца, один сегмент которого покрыт антиточками. (б) – Зависимости $R_{xx}(B)$, измеренные при $T = 4.2\text{ К}$ на мостиках с антиточками: 1 – $d = 0.8\text{ мкм}$; 2 – $d = 1.2\text{ мкм}$; 3 – $d = 1.6\text{ мкм}$. Стрелками указаны положения максимумов основных соизмеримых пиков. На вставке приведены зависимости $\mu(d)$. Квадраты – экспериментальные данные. Сплошная линия – линейная аппроксимация $\mu \sim (d - 2a_{\text{эфф}})$, где $2a_{\text{эфф}} = 0.35\text{ мкм}$

Дифференциальное сопротивление r_{xx} измерялось на переменном токе $I_{ac} < 10^{-6}\text{ А}$, одновременно с которым через образец протекал постоянный электрический ток I_{dc} . Концентрация 2D-электронов в квантовой яме составляла $n_e \approx 1.25 \cdot 10^{16}\text{ м}^{-2}$. Их подвижность $\mu \approx 78.7\text{ м}^2/\text{Вс}$. После кратковременной подсветки красным светодиодом n_e увеличивалась до $1.35 \cdot 10^{16}\text{ м}^{-2}$, а μ – до $97.1\text{ м}^2/\text{Вс}$.

На рис. 2а представлена зависимость $R_{xx}(B)$ для 2D-электронного газа в исходной гетероструктуре, измеренная при $T = 4.2\text{ К}$. Для мостиков без антиточек в интервале полей от 0 до 0.2 Тл наблюдается слабая зависимость R_{xx} от B . В полях более 0.2 Тл проявляется квантовое положительное магнетосопротивление [11, 24]. В области $B > 0.5\text{ Тл}$ хорошо видны осцилляции Шубникова–де Гааза. Зависимости $R_{xx}(B)$ для мостиков с антиточками приведены на рис. 2б. Эти зависимости показывают, что наличие антиточек приводит к уменьшению μ , а также к появлению в классически сильных магнитных

полях соизмеримых осцилляций R_{xx} [1, 2]. Видно, что величина B_c , соответствующая условию $d = 2R_c$, с увеличением d смещается в более слабые магнитные поля. Зависимость $\mu(d)$ для 2D-электронного газа в исследуемых решетках приведена на вставке к рис. 2б. Линейная аппроксимация этой зависимости позволяет определить эффективный диаметр антиточек [6]: $\mu \sim (d - 2a_{\text{эфф}})$, где $2a_{\text{эфф}} = 0.35\text{ мкм}$. В таком способе оценки величины $2a_{\text{эфф}}$ полагается, что при $d = 2a_{\text{эфф}}$ подвижность электронов в решетке антиточек равняется нулю. Стоит отметить, что из-за наличия областей обеднения вокруг антиточек величина $a_{\text{эфф}} > a$.

На рис. 3 изображены экспериментальные зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для мостиков с антиточками в полях

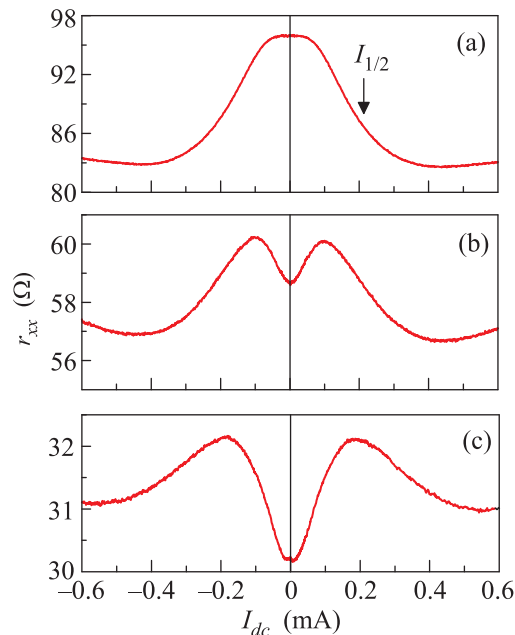


Рис. 3. Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$, измеренные при $T = 4.2\text{ К}$ на мостиках с антиточками в магнитных полях $B = B_c$. (а) – $d = 0.8\text{ мкм}$, $B_c = 0.426\text{ Тл}$. Стрелкой указано значение тока $I_{1/2}$. (б) – $d = 1.2\text{ мкм}$, $B_c = 0.285\text{ Тл}$. (с) – $d = 1.6\text{ мкм}$, $B_c = 0.215\text{ Тл}$.

$B = B_c$. В исследуемых решетках условие сильного B выполняется в области $B > 0.1\text{ Тл}$. Поэтому электрическое поле в мостиках составляет $E_{dc} \approx E_H$, где $E_H = \rho_{xy}(I_{dc}/W)$ – электрическое поле Холла. Зависимость $r_{xx}(I_{dc})$ для решетки с периодом $d = 0.8\text{ мкм}$ показывает, что r_{xx} с ростом E_{dc} падает. Такое поведение качественно совпадает с результатами работы [21]. Оно может быть объяснено срывом убегающих траекторий полем E_{dc} . Разрушение таких траекторий должно приводить к уменьшению проводимости. В сильном магнитном поле уменьше-

ние проводимости соответствует уменьшению сопротивления, что и наблюдается в эксперименте. Электрическое поле $E_{1/2} = \rho_{xy}(I_{1/2}/W)$, соответствующее току $I_{1/2}$, отмеченному на рис. За стрелкой, составляет 700 В/м. Полученная нами величина $E_{1/2}$ оказалась больше, чем в работе [21]. Видимо, это связано с тем, что в работе [21] нелинейный транспорт исследовался в зависимости от $E_{dc} = E_{xx}$, где $E_{xx} = \rho_{xx}(I_{dc}/W)$.

Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для решеток с периодами 1.2 и 1.6 мкм показывают, что при уменьшении отношения $2a_{\text{эфф}}/d$ нелинейный транспорт в решетках антиоточек значительно видоизменяется. В таких решетках r_{xx} с ростом I_{dc} вначале растет, достигает максимума, а уже потом падает. Обнаруженное поведение можно качественно объяснить тем, что в решетках с малым отношением $2a_{\text{эфф}}/d$ в магнитном поле, соответствующем условию соизмеримости $2R_c = d$, электрическое поле вначале разрушает круговое движение вокруг антиоточек, а уже затем – убегающие траектории. Поведение r_{xx} в зависимости от I_{dc} в магнитном поле, отвечающем розеточным траекториям, показано на рис. 4а. В соответствии с логикой

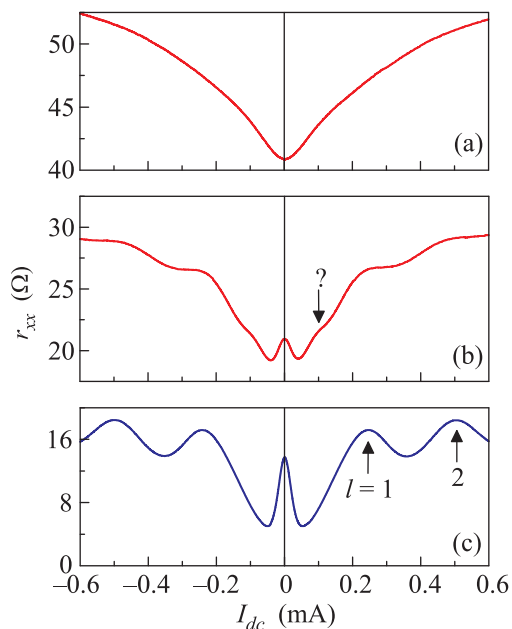


Рис. 4. Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$, измеренные при $T = 4.2$ К на мостике с антиоточками с периодом $d = 1.2$ мкм при $B = 0.34$ Тл (а) и $B = 0.62$ Тл (б). Стрелкой с вопросительным знаком обозначен максимум неизвестной природы. (с) – Зависимость $r_{xx}(I_{dc})$, измеренная при $T = 4.2$ К на мостике без антиоточек в магнитном поле $B = 0.62$ Тл. Стрелками указаны положения зинеровских максимумов для $l = 1$ и 2

работы [21] возрастание r_{xx} с увеличением I_{dc} обусловлено срывом постоянным электрическим полем розеточных орбит. Разрушение таких орбит должно приводить к увеличению проводимости. В сильном магнитном поле это соответствует наблюдаемому в эксперименте увеличению сопротивления.

Зависимость $r_{xx}(I_{dc})$ для решетки с периодом $d = 1.2$ мкм в условиях, когда величина $2R_c$ становится меньше разности $d - 2a_{\text{эфф}}$, приведена на рис. 4б. В этих условиях нелинейный транспорт в решетках антиоточек становится квантовым. Такой вывод можно сделать из сопоставления зависимостей $r_{xx}(I_{dc})$ для мостиков с антиоточками и без них. Поведение r_{xx} в зависимости от I_{dc} для мостика без антиоточек показано на рис. 4с. Наблюдается качественное совпадение зависимостей $r_{xx}(I_{dc})$ для 2D-электронного газа в решетке антиоточек и в исходной гетероструктуре. Дифференциальное сопротивление 2D-электронного газа в гетероструктурах GaAs/AlAs в сильном магнитном поле с увеличением I_{dc} осциллирует. Эти осцилляции обусловлены туннелированием Зинера между уровнями Ландау. Аналогичное поведение наблюдается и для 2D-электронного газа в решетке антиоточек, когда выполняется условие $2R_c < d - 2a_{\text{эфф}}$. Однако в решетках обнаруживается дополнительный максимум, отмеченный на рис. 4с стрелкой с вопросительным знаком, который отсутствует в исходных структурах. Природа этого максимума нам пока неясна.

На рис. 5а представлены зависимости $R_{xx}(B)$ для 2D-электронного газа в исходной гетероструктуре и в решетке антиоточек, измеренные при $T = 4.2$ К на мостиках Холла после кратковременной подсветки красным светодиодом. Подвижность в исходной структуре после подсветки незначительно увеличилась. При этом в решетке антиоточек она возросла почти в три раза. Такое увеличение μ в решетке обусловлено уменьшением эффективного диаметра антиоточек $2a_{\text{эфф}}$ и, соответственно, увеличением разности $d - 2a_{\text{эфф}}$, которая и определяет длину свободного пробега электронов в мостике с антиоточками. Приведенные на рис. 5б зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для 2D-электронного газа в исходной гетероструктуре и в решетке антиоточек в магнитном поле B_c демонстрируют качественно похожее поведение. Стрелками на рисунке отмечены максимумы, положение которых определяется соотношением [18] $\gamma R_c e E_H = l \hbar \omega_c$, где $\gamma \approx 2$, l – целое число, ω_c – циклотронная частота. Это означает, что данные максимумы обусловлены туннелированием Зинера между уровнями Ландау. Кроме зинеровских осцилляций, в решетке антиоточек наблюдается “центральный” пик, амплитуда ко-

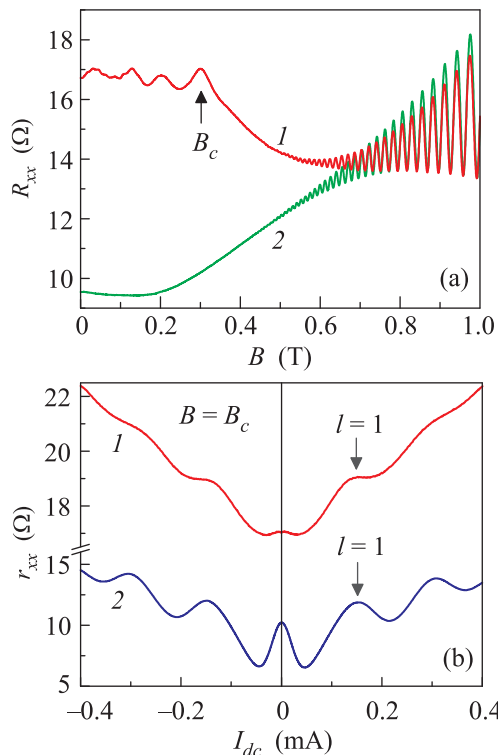


Рис. 5. (а) – Зависимости $R_{xx}(B)$, измеренные при $T = 4.2$ К после кратковременной подсветки образца красным светодиодом: 1 – мостик с антиточками; 2 – мостик без антиточек. Стрелкой указано положение максимума основного соизмеримого пика. (б) – Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$, измеренные при $T = 4.2$ К в магнитном поле $B_c = 0.3$ Тл: 1 – мостик с антиточками; 2 – мостик без антиточек. Стрелками указаны положения зинеровских максимумов для $l = 1$

того значительно меньше, чем в исходной гетероструктуре.

Центральный пик в зависимостях $r_{xx}(I_{dc})$ для селективно легированных гетероструктур GaAs/AlAs обусловлен спектральной диффузией неравновесных носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях [13, 25]. Сопротивление r_{xx} в области слабых полей $E_{dc} \approx E_H$ описывается соотношением [12, 13]

$$r_{xx}/\rho_D = 1 + 2\delta^2[(1 - 10Q_{dc} - 3Q_{dc}^2)/(1 + Q_{dc})^2], \quad (1)$$

где ρ_D – сопротивление Друде, $\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$ – фактор Дингла, а $Q_{dc} = (I_{dc}/I_0)^2$. Величина I_0 задает полуширину центрального пика. Его амплитуда определяется величиной δ^2 . На рис. 6а представлены экспериментальная и теоретическая зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для 2D-электронного газа в решетке антиточек в области слабых электрических полей. Наблюдается удовлетворительное согласие

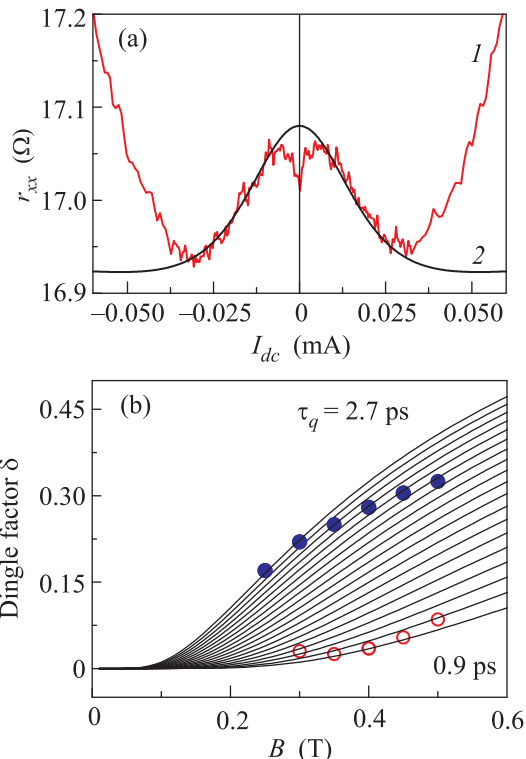


Рис. 6. (а) – Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для 2D-электронного газа в решетке антиточек с периодом $d = 1.2$ мкм ($T = 4.2$ К; $B = 0.3$ Тл). Линия 1 – эксперимент, 2 – расчет по формуле (1) ($\rho_D = 17.045$ Ом; $\delta = 0.032$; $I_0 = 0.03$ мА). (б) – Зависимости фактора Дингла δ от магнитного поля B . Линии – расчет по формуле $\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$ для τ_q от 0.9 до 2.7 пс с интервалом в 0.1 пс. Темные кружки – экспериментальные значения δ для 2D-электронного газа в исходной гетероструктуре GaAs/AlAs, светлые – для 2D-электронного газа в решетке антиточек с периодом $d = 1.2$ мкм

теории с экспериментом. Это позволяет считать, что центральный пик для 2D-электронного газа в решетке антиточек, как и для 2D-электронного газа в исходной структуре, обусловлен ролью неравновесной функции распределения в нелинейном транспорте.

На рис. 6б представлены теоретические и экспериментальные зависимости фактора Дингла δ от магнитного поля B . Экспериментальные значения δ рассчитывались с использованием формулы (1) из амплитуды центрального пика. Сплошные кривые на рисунке соответствуют соотношению $\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$. Как было установлено ранее в работе [13], рассчитанные по формуле (1) значения δ для 2D-электронного газа в гетероструктурах GaAs/AlAs хорошо согласуются с зависимостью $\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$ в магнитных полях, меньших

0.5 Тл. Для 2D-электронного газа в решетке антиоточек экспериментальная зависимость $\delta(B)$ демонстрирует “аномалию” в магнитном поле B_c . Такое поведение фактора Дингла в магнитном поле $B = B_c$ указывает на увеличение квантового времени жизни 2D-электронов, когда они движутся вокруг антиоточек по пиннигованным орбитам [2, 26].

Таким образом, в настоящей работе исследован нелинейный магнетотранспорт 2D-электронов в квадратных решетках антиоточек, изготовленных на основе селективно легированных гетероструктур GaAs/AlAs. Показано, что в решетках, период которых существенно меньше длины свободного пробега электронов по импульсу в исходных гетероструктурах, но значительно больше их фермиевской длины волны, проявляются не только классические, но и квантовые механизмы нелинейного транспорта. Обнаружено увеличение фактора Дингла в магнитном поле, соответствующем условию равенства циклотронного диаметра 2D-электронов периоду квадратной решетки антиоточек.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект # 14-02-01158) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

1. K. Ensslin and P. M. Petroff, Phys. Rev. B **41**, 12307 (1990).
2. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
3. D. Weiss, P. Grambow, K. von Klitzing, A. Menschig, and G. Weimann, Appl. Phys. Lett. **58**, 2960 (1991).
4. А. А. Быков, Г. М. Гусев, З. Д. Квон, В. М. Кудряшев, В. Г. Плюхин, Письма в ЖЭТФ **53**, 407 (1991).
5. Г. М. Гусев, В. Т. Долгополов, З. Д. Квон, А. А. Шашкин, В. М. Кудряшов, Л. В. Литвин, Ю. В. Настаушев, Письма в ЖЭТФ **54**, 369 (1991).
6. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, L. V. Litvin, Yu. V. Nastaushev, A. K. Kalagin, and A. I. Toropov, J. Phys.: Condens. Matter **4**, L269 (1992).
7. F. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68**, 1367 (1992).
8. Э. М. Баскин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон, А. Г. Погосов, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **55**, 649 (1992).
9. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).
10. Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, ЖЭТФ **75**, 723 (1978).
11. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).
12. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
13. J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **75**, 081305 (R) (2007).
14. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **76**, 115331 (2007).
15. А. А. Быков, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. Lett. **99**, 116801 (2007).
16. A. T. Hatke, H.-S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **82**, 041304 (2010).
17. А. А. Быков, S. Byrnes, S. Dietrich, S. Vitkalov, I. V. Marchishin, and D. V. Dmitriev, Phys. Rev. B **87**, 081409(R) (2013).
18. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
19. А. А. Быков, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
20. А. А. Быков, D. V. Dmitriev, I. V. Marchishin et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 251602 (2012).
21. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, and M. M. Voronin, Письма в ЖЭТФ **65**, 237 (1997).
22. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
23. Д. В. Дмитриев, И. С. Стрыгин, А. А. Быков, С. Дитрих, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **95**, 467 (2012).
24. S. Dietrich, S. Vitkalov, D. V. Dmitriev, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **85**, 115312 (2012).
25. А. А. Быков, А. В. Горан, В. Майер, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **98**, 811 (2013).
26. D. Weiss, K. Richter, A. Menschig et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 4118 (1993).