

Интерференционные эффекты в кремний-германиевых гетероструктурах с квантовыми ямами различной ширины

И.Б. Беркутов^{1,2,3}, В.В. Андриевский^{1,2}, Ю.Ф. Комник¹, Ю.А. Колесниченко¹,
А.И. Беркутова^{4,5}, Д.Р. Ледли⁶, О.А. Миронов^{2,6}

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: berkutov@ilt.kharkov.ua

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 50-985 Wroclaw, Poland

³The University of Manchester, Oxford Road, Manchester M13 9PL, UK

⁴Pavol Jozef Šafárik University in Košice, Šrobárova 2, Košice 041 80, Slovak Republic

⁵Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

⁶Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

Статья поступила в редакцию 4 ноября 2015 г., опубликована онлайн 23 декабря 2015 г.

Изучены эффекты слабой локализации и взаимодействия носителей заряда в двух дырочных гетероструктурах $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, в которых заселенными являются соответственно один или два квантовых уровня. В слабых магнитных полях обнаружено проявление эффекта слабой локализации двумерных носителей заряда в условиях близости времени спин-орбитального рассеяния и времени неупругого рассеяния, что свидетельствует о расщеплении спиновых состояний под влиянием возмущающего потенциала, связанного с формированием двумерной потенциальной ямы (механизм Рашбы). В более сильных магнитных полях в случае заселения одного квантового уровня проявляются эффекты взаимодействия, обусловленные кулоновским взаимодействием с рассеивателем. В случае заселения двух квантовых уровней доминирующим оказывается механизм рассеяния на фриделевских осцилляциях плотности носителей заряда, обусловленных электрическим полем примеси. Во всех областях поведение квантовых поправок хорошо соответствует современным теоретическим предсказаниям.

Вивчено ефекти слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду в двох діркових гетероструктурах $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, в яких заселеними є відповідно один або два квантові рівні. У слабких магнітних полях виявлено прояви ефекту слабкої локалізації двовимірних носіїв заряду в умовах близькості часу спин-орбітальної розсіювання та часу непружного розсіювання, що свідчить про розщеплення спинових станів під впливом збуджуючого потенціалу, який пов'язаний з формуванням двовимірної потенційної ями (механізм Рашба). У більш сильних магнітних полях у разі заселення одного квантового рівня проявляються ефекти взаємодії, обумовлені кулонівською взаємодією з розсіювачем. У разі заселення двох квантових рівнів домінуючим виявляється механізм розсіювання на фріделівських осциляціях щільності носіїв заряду, які обумовлені електричним полем домішки. У всіх областях поведінка квантових поправок добре відповідає сучасним теоретичним передбаченням.

PACS: 72.20.Mу Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;
73.20.Fz Слабая или андерсоновская локализация.

Ключевые слова: магнитосопротивление, слабая локализация, эффекты взаимодействия.

Квантовые интерференционные эффекты — слабая локализация электронов [1,2] и электрон-электронное взаимодействие [3,4] — несут в себе информацию о характерных временах релаксации фазы и спина электронов, параметрах взаимодействия носителей заряда. Явление слабой локализации электронов обусловлено интерференцией волновых функций электронов на сопряженных траекториях, в то время как эффект взаимодействия носителей заряда связан с интерференцией электронных волн при рассеянии на примеси и на фриделевских осцилляциях электронной плотности, сформированных примесью. Оба эти явления изучались экспериментально [5–7] и теоретически [8–10] в системах как с одним, так и с несколькими заселенными квантовыми уровнями [11–15].

В настоящей работе представлены результаты изучения квантовых интерференционных эффектов на гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$, имеющих дырочную проводимость. Изучено низкотемпературное поведение сопротивления при изменении температуры и магнитного поля в двух образцах с различной шириной квантовой ямы. Образцы получены на одинаковом технологическом оборудовании, однако проявление эффектов слабой локализации и взаимодействия носителей заряда является специфическим для каждого образца и отражает тонкие особенности строения гетероструктуры.

Объекты исследования представляли собой две гетероструктуры $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, выращенные на кремниевой (001) подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии на твердых источниках в VG Semicon V90S UHV установке в Nano-Silicon Group, University of Warwick, Coventry, UK [16]. Структуры изготовлены при одинаковых условиях и различались только шириной проводящего канала: 10 нм у образца I и 14 нм у образца II. Проводящий канал с квантовой ямой состава $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ выращен при температуре 350 °С на виртуальной подложке толщиной

850 нм, включающей в себя кремниевый буфер, выращенный при низких температурах для предотвращения напряжения в расположенном выше слое $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, на котором выращивался проводящий канал. Над проводящим каналом расположен слой $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ (спейсер) толщиной 7 нм и далее слой такого же состава толщиной 10 нм, допированный бором с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, поставляющий носители заряда (в данном случае дырки) в квантовую яму. Квантовая яма образуется вследствие изгиба потенциала на границе между проводящим каналом и спейсером. Проводящая область имела конфигурацию «двойного креста» в виде узкой полоски шириной $\sim 0,55 \text{ мм}$ и длиной $\sim 2,25 \text{ мм}$, с расстоянием между двумя парами узких потенциальных отводов $\sim 1,22 \text{ мм}$. Исследования образца I проводились в магнитных полях до 11 Тл и температурах до 0,3 К с использованием стандартной Lock-in методики в University of Warwick, Coventry, UK. Образец II изучался в магнитных полях до 14 Тл и температурах до 1,5 К в International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland.

На рис. 1 представлены магнитополевые зависимости продольной и поперечной компонент сопротивления образцов (рис. 1(а) для образца I и рис. 1(б) для образца II). Представленные кривые продольной компоненты магнитосопротивления демонстрируют ярко выраженные осцилляции Шубникова–де Гааза (ШДГ) и соответствующие им квантовые плато эффекта Холла на поперечных компонентах.

Концентрация носителей заряда может быть получена либо при анализе наклона холловской компоненты магнитосопротивления $\rho_H = 1/(R_H e)$ (здесь e — заряд электрона, R_H — коэффициент Холла), либо из анализа периода ШДГ осцилляций $p_{\text{SHH}} = e/(\pi \hbar \Delta B^{-1})$ (ΔB^{-1} — период осцилляций). Подвижность носителей заряда может быть найдена из соотношения $\mu = 1/(\rho_{xx}(B=0)ep)$. Для образца I эти характеристики оказались равными значениям $\rho_H = 1,38 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $p_{\text{SHH}} = 1,46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и

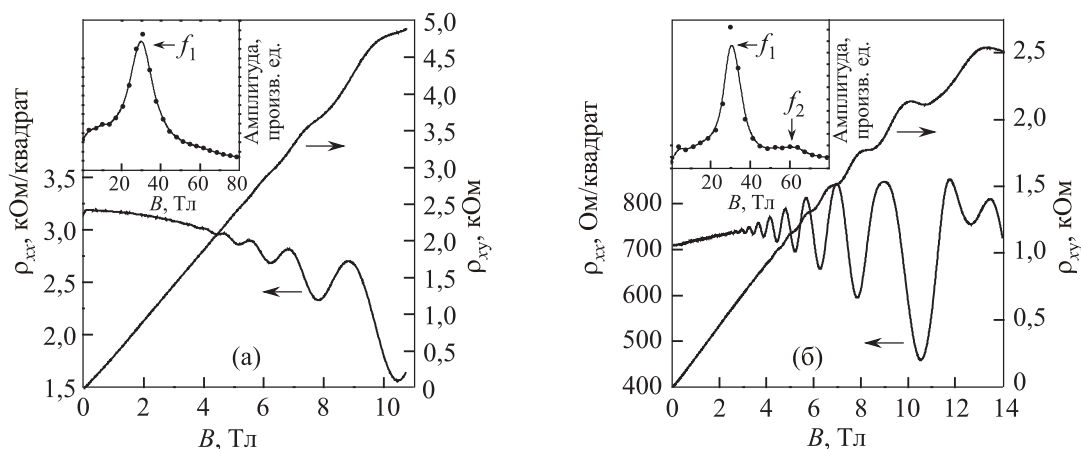


Рис. 1. Зависимости продольной и поперечной компонент сопротивления образцов I (а) и II (б) от магнитного поля. На вставках показаны спектры фурье-образцов.

$\mu = 1460 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при $T = 0,3 \text{ К}$. Однако проведение такого анализа для образца II затруднено, так как на кривой $\rho_{xy}(B)$ наблюдается отклонение от линейной зависимости, что делает расчет p_H неопределенным, особенно в пределе сильных магнитных полей. Появление такого отклонения может указывать на влияние дополнительной группы носителей на проводимость системы. Кроме того, полученное в слабых магнитных полях (0,1 Тл) значение $p_H = 2,28 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ сильно отличается от значения $p_{\text{ShH}} = 1,47 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, рассчитанного для этого образца. В связи с этим выполнен анализ кривых магнитосопротивления с использованием быстрого преобразования Фурье. Результаты анализа представлены на вставках к рис. 1(а) для образца I и рис. 1(б) для образца II. На фурье-спектре образца I наблюдается частотный максимум $f_1 = 27,8 \text{ Тл}$, что дает возможность рассчитать значение концентрации носителей заряда $p_1 = 2ef_1/h = 1,39 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [17]. Полученное таким образом значение концентрации оказалось близким к значениям p_H и p_{ShH} . Для образца II, наряду с максимумом f_1 , также наблюдается дополнительный подъем $f_2 = 61 \text{ Тл}$, которому соответствует концентрация $p_2 = 2,95 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Учитывая сказанное выше, расчет проводящих характеристик образца II производился с учетом наличия двух каналов проводимости с концентрациями p_1 и p_2 , рассчитанными из спектра Фурье.

В квантовых ямах, в которых заполнены несколько уровней, межуровневое взаимодействие может быть достаточно существенным. Это обстоятельство учтено в теории [18], в которой получено выражение для магнитосопротивления в квазиклассическом приближении:

$$\rho_{xx}(B) = \rho_0 \left(1 + \frac{rp_1p_2\mu_1\mu_2(\mu_1 - \mu_2)^2 B^2}{(p_1\mu_1 + p_2\mu_2)^2 + (rp_H\mu_1\mu_2)^2 B^2} \right), \quad (1)$$

$$\rho_{xy}(B) = -\frac{\langle \mu^2 \rangle + (r\mu_1\mu_2 B)^2}{\langle \mu \rangle^2 + (r\mu_1\mu_2 B)^2} \frac{B}{p_{\text{Hall}} e}, \quad (2)$$

где p_1 и p_2 , μ_1 и μ_2 — концентрации и подвижности носителей заряда на первом и втором квантовых уровнях соответственно; $\rho_0 = [(p_1\mu_1 + p_2\mu_2)e]^{-1}$ — сопротивление в нулевом магнитном поле;

$\langle \mu \rangle = (p_1\mu_1 + p_2\mu_2)/(p_1 + p_2)$ — усредненная подвижность; r — безразмерный параметр, характеризующий межуровневое рассеяние. В случае $r=1$ формулы (1) и (2) переходят в обычное выражение для невзаимодействующих проводящих каналов. Данная модель описывает положительное магнитосопротивление, насыщающееся при достижении обоими группами носителей условия полуклассического сильного магнитного поля $\mu_i B \gg 1$, и в случае абсолютного равенства подвижностей на обоих квантовых уровнях данная теория не может быть применена. Примеры описания экспериментальных зависимостей магнитосопротивления исследуемого образца II, вычисленные в соответствии с выражениями (1) и (2), приведены на рис. 2, что дало возможность рассчитать значения μ_1 и μ_2 , а также параметр r . Полученные таким образом характеристики образца II представлены в табл. 1. При этом параметр r оказался равным единице. Таким образом, можно считать, что вклад в проводимость обоих каналов независим и аддитивен.

Значения эффективной массы носителей заряда рассчитаны при анализе изменения амплитуды ШдГ осцилляций при изменении температуры и магнитного поля в соответствии с теоретической моделью [19], согласно процедуре [20]. При этом учитывалось, что на кривых магнитосопротивления образца II не наблюдаются явных биений, поскольку, по-видимому, наблюдаемые ШдГ осцилляции проявляются только в одном проводящем канале. Полученные таким образом значения эффективных масс оказались равными $m^* = 0,16m_0$ и $m^* = 0,18m_0$ для образцов I и II соответственно.

В районе нуля магнитного поля начальный участок полевых зависимостей сопротивления исследуемых гетероструктур демонстрирует положительное магнитосопротивление, переходящее далее в отрицательное с образованием максимума (см. рис. 3), что является свидетельством влияния на $\rho_{xx}(B)$ эффекта слабой локализации в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия.

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию спинового вырождения энергетического спектра носителей заряда в нулевом магнитном поле. Известны две модели спин-орбитального взаимодействия: модель Дрессельхауза и модель Рашбы. Модель Дрессельхауза

Таблица 1. Характеристики проводящих каналов в образце II

$T, \text{ К}$	$p_1, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_1, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$p_2, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_2, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
4,2	1,25	5000	2,85	3900
3,5	1,25	5200	2,9	3100
3,0	1,25	5500	2,9	3900
2,37	1,25	5900	2,9	3800
2,0	1,25	6800	2,9	4650
1,45	1,25	9150	2,9	6770

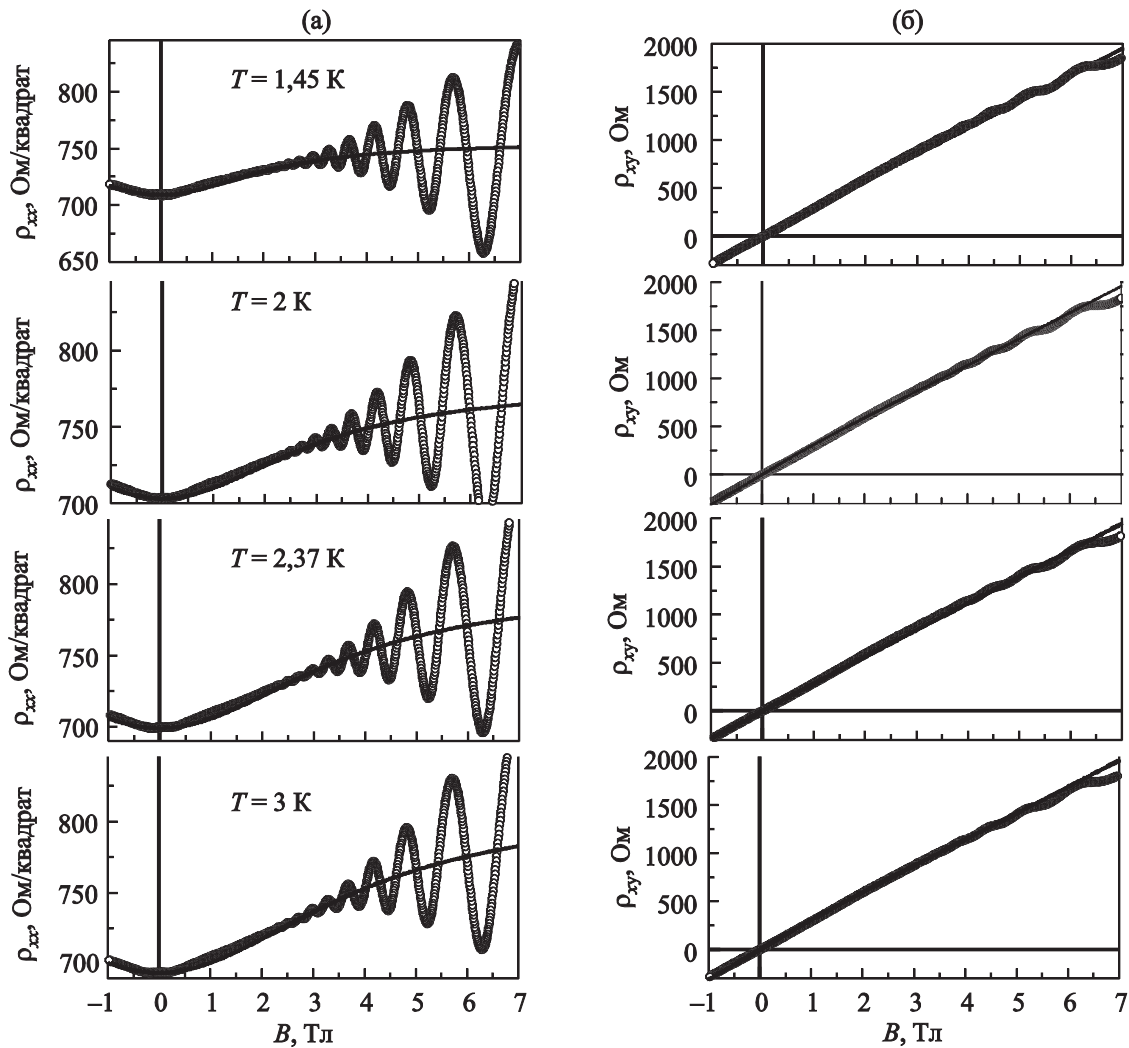


Рис. 2. Зависимости продольной (а) и поперечной (б) компонент сопротивления образца П от магнитного поля. Сплошные линии на рис. 2(а) построены в соответствии с формулой (1), а на рис. 2(б) — в соответствии с формулой (2).

[21] относится к кристаллам, в которых отсутствует симметрия кристаллического поля по отношению к обращению времени. Возникающая величина спинового расщепления пропорциональна кубу волнового вектора k^3 . Позже было показано [22], что при формировании в таком кристалле симметричной квантовой ямы возникает дополнительное понижение его симметрии и спинового расщепление имеет линейную зависимость от k . Согласно результатам работ Рашбы [23,24], снятие спинового вырождения может происходить и в кристалле с инверсионной симметрией. Появление в кристалле асимметричной потенциальной ямы с двумерной проводящей системой создает возмущающий потенциал, действующий вдоль нормали к плоскости двумерного газа. Спиновое расщепление в модели Рашбы линейно зависит от волнового вектора k . Последующее обобщение этой модели, с учетом вкладов более высокого порядка по k [25], показало возможность существования спинового расщепления с кубической зависимостью от k . В изученных гетероструктурах $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}/\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}/\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$ причиной

спинового расщепления является именно механизм Рашбы, поскольку германий и кремний — центросимметричные кристаллы. Недавно [26] детально изучено спин-орбитальное взаимодействие в напряженной гетероструктуре $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}/\text{Ge}/\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ с дырочным типом проводимости и показано, что в германиевой квантовой яме поведение магнитосопротивления при различной концентрации носителей заряда хорошо описывается моделью Рашбы с гамильтонианом, содержащим слагаемое, пропорциональное k^3 .

Явление слабой локализации электронов обусловлено интерференцией их волновых функций на сопряженных траекториях, в результате чего сопротивление проводника повышается по сравнению с его классическим значением. Слабая локализация проявляется в виде роста сопротивления с понижением температуры и отрицательного магнитосопротивления (поскольку магнитное поле разрушает интерференционную добавку к сопротивлению). С учетом спинового состояния электронов изменение сопротивления двумерной электронной сис-

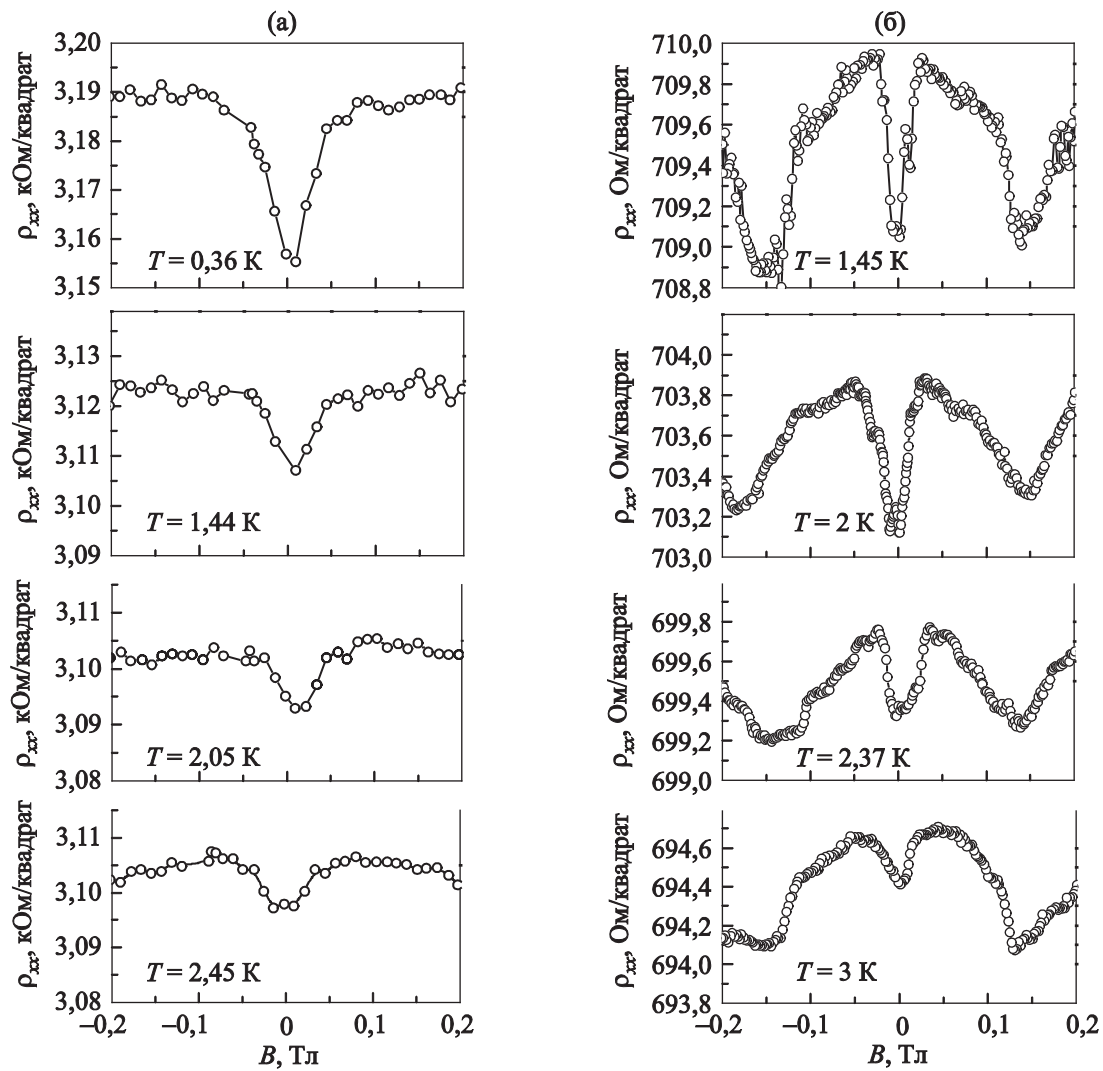


Рис. 3. Зависимости величины ρ_{xx} образцов I (а) и II (б) от магнитного поля.

темы в слабых магнитных полях ($\omega_c \tau < 1$) изучено в теоретической работе [27], учитывающей, что в полупроводниках $A^{III}B^V$, Si, Ge и гетероструктурах на их основе валентная зона формируется за счет сильного спин-орбитального взаимодействия и полный момент оказывается связанным с квазиимпульсом частицы. В результате времена спиновой и импульсной релаксаций оказываются одного порядка. Кроме того, для гетероструктур, характеризующихся существованием внутреннего градиента потенциала, спин-орбитальные процессы происходят по-разному в направлениях, перпендикулярном и параллельном гетеропереходу. Теоретическая модель [27] рассматривает недеформированные и деформированные объемные полупроводники p -типа, а также структуры на их основе, содержащие квантовые ямы. Согласно этой теоретической модели, магнитопольная зависимость локализационной поправки к проводимости описывается следующим выражением:

$$\Delta\sigma_{xx}^{WL}(B) = \frac{D_{ij}^0}{D_a^0} G_0 \left(f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \frac{\tau_\phi \tau_{\parallel}}{\tau_\phi + \tau_{\parallel}} \right) + \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \frac{\tau_\phi \tau_{\perp}}{\tau_\phi + \tau_{\perp}} \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4eDB}{\hbar} \tau_\phi \right) \right), \quad (3)$$

где $G_0 = e^2 / (2\pi^2 \hbar)$, τ_ϕ — время фазовой релаксации, τ_{\parallel} и τ_{\perp} — соответственно времена продольной и поперечной спиновой релаксации, где роль выделенной оси играет нормаль к плоскости квантовой ямы; отношение D_{ij}^0 / D_a^0 характеризует относительные значения компонент коэффициента диффузии. Учитывая, что проводимость двумерной системы представляет собой сумму классической магнитопроводимости, вклада поправки слабой локализации и, возможно, вклада эффектов взаимодействия носителей заряда, полная проводимость может быть записана в виде

$$\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}^D(B) + \Delta\sigma_{xx}^{WL}(B) + \Delta\sigma_{xx}^{EEI}, \quad (4)$$

где

$$\sigma_{xx}^D(B) = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (5)$$

$\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота. На первом этапе расчетов производилось выделение локализационной поправки. С этой целью из экспериментально полученных значений магнитосопротивления вычитались зависимости вида (5) для образца I и зависимости вида (1) для образца II. Далее осуществлялось численное описание экспериментальных данных с помощью соотношения (3), используя τ_ϕ , τ_\parallel и τ_\perp в качестве подгоночных параметров. Примеры такого описания показаны на рис. 4. Полученные значения τ_ϕ , τ_\parallel и τ_\perp приведены в табл. 2. На рис. 5 представлены температурные зависимости времени τ_ϕ , которые могут быть аппроксимированы зависимостью $\tau_\phi = T^{-0.75}$, близкой к зависимости вида T^{-1} , характерной для взаимодействия между носителями заряда в двумерной системе [28].

Спин-орбитальное рассеяние носителей заряда на примесях — основной механизм релаксации спина в условиях снятия спинового вырождения. Механизм Эллиота [29] и Яфета [30] применим в условиях, при которых величина спинового расщепления больше энергии упругого рассеяния ($\Delta > \hbar/\tau$, τ — транспортное время рассеяния). Дьяконов и Перель [31] рассмотрели противоположный случай, когда спиновое расщепление мало по сравнению с энергией упругого рассеяния ($\Delta < \hbar/\tau$). Оценить время упругого рассеяния можно, исходя из значения проводимости. Величину спинового расщепления Δ можно найти, определив время спин-орбитального рассеяния. Такую возможность предоставляет эффект слабой локализации. Найденные кинетические характеристики носителей заряда позволяют сделать вывод, что основным механизмом спиновой релаксации в изученной гетероструктуре с квантовой ямой является механизм Дьяконова–Переля. Время упругого рассеяния для образца I в изученном интервале температур составляет $\tau \sim 1,2 \cdot 10^{-13}$ с, а для

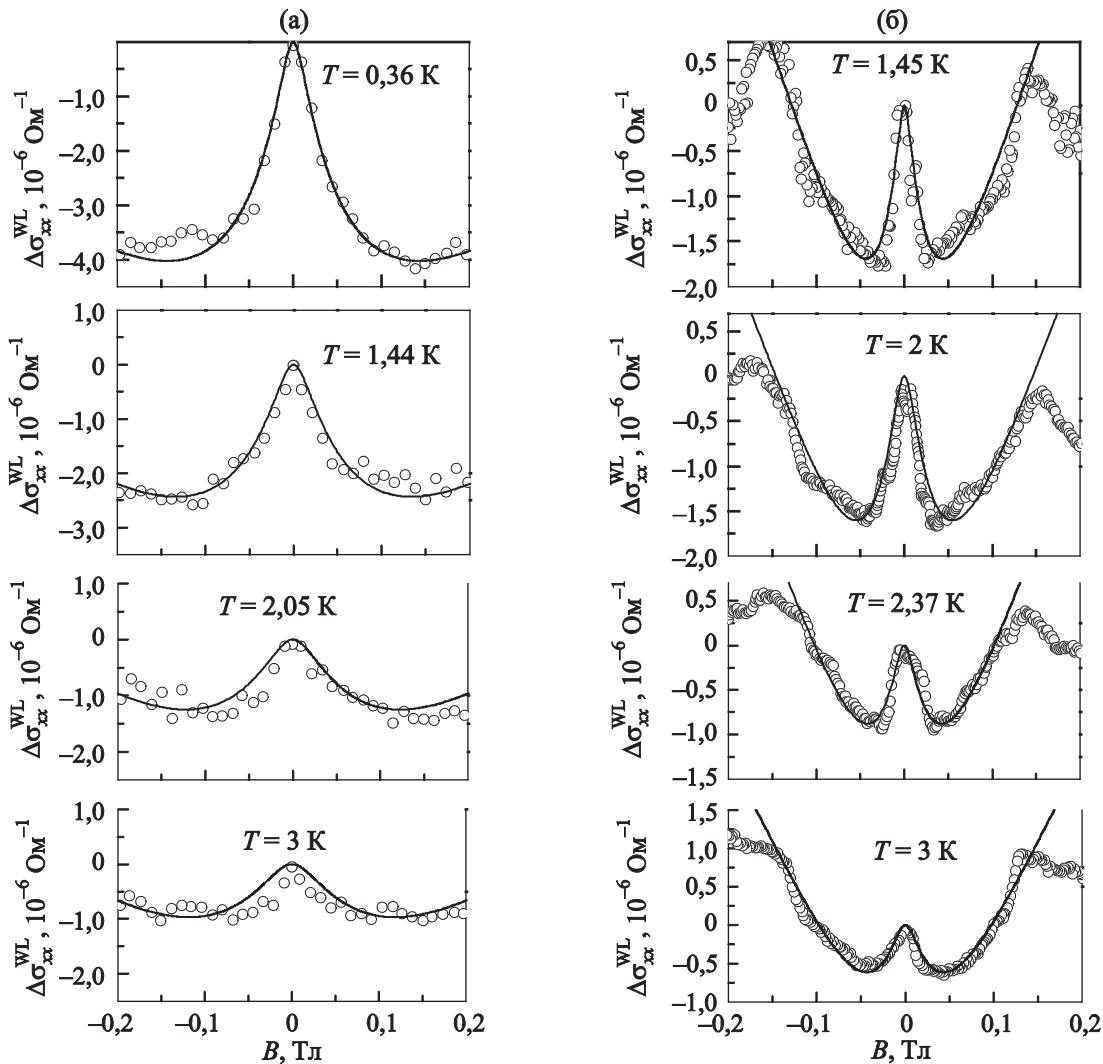


Рис. 4. Магнитополевое изменение локализационной поправки к проводимости $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$ при различных температурах образцов I (а) и II (б).

Таблица 2. Характеристики образцов

Образец I					
T, K	$p_H, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_H, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\tau_\varphi, 10^{-12} \text{ с}$	$\tau_{ }, 10^{-12} \text{ с}$	$\tau_{\perp}, 10^{-12} \text{ с}$
8,0	1,45	1437	1,37	0,66	4,4
6,48	1,45	1433	1,48	0,66	4,4
5,47	1,45	1413	2,2	0,66	4,4
3,6	1,43	1425	3,0	0,66	4,4
2,45	1,42	1425	3,3	0,66	4,4
2,05	1,41	1431	3,8	0,66	4,4
1,74	1,4	1438	4,8	0,66	4,4
1,44	1,39	1442	6,0	0,66	4,4
0,7	1,38	1443	7,4	0,66	4,4
0,346	1,36	1460	9,5	0,66	4,4
Образец II					
T, K	$p_H, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_H, \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\tau_\varphi, 10^{-12} \text{ с}$	$\tau_{ }, 10^{-12} \text{ с}$	$\tau_{\perp}, 10^{-12} \text{ с}$
4,2	2,24	2990	—	—	—
3,5	2,24	3450	—	—	—
3,0	2,24	3850	1,9	0,36	4
2,37	2,24	4000	2,4	0,41	4
2,0	2,26	4400	2,9	0,32	4
1,45	2,28	5800	3,7	0,45	4

образца II $\tau \sim 4,1 \cdot 10^{-13}$ с. Для образцов I и II найдены времена спин-орбитального рассеяния $\tau_{\perp} = 4,4 \cdot 10^{-12}$ с и $\tau_{\perp} = 4,0 \cdot 10^{-12}$ с соответственно, что дает возможность определить величины спинового расщепления согласно теории Дьяконова–Переля [31]:

$$\tau_{SO}^{-1} \approx \Omega_0^2 \tau, \quad (6)$$

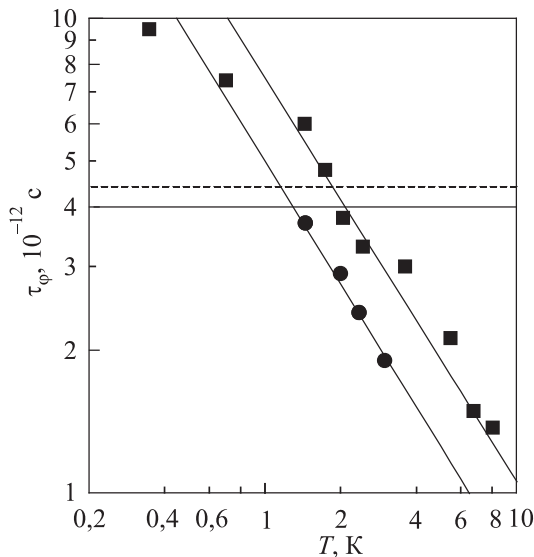


Рис. 5. Температурные зависимости времени τ_φ для образцов I (●) и II (■). Наклонные прямые линии — зависимости вида $T^{-0,75}$, описывающие экспериментальные зависимости $\tau_\varphi(T)$. Горизонтальные линии показывают величину τ_{\perp} для образца I (сплошная линия) и образца II (штриховая линия).

где частота прецессии спина $\Omega = \Delta/2\hbar$. Из соотношения (6) получены величины спинового расщепления $\Delta = 1,81$ и $1,02$ мэВ для образцов I и II соответственно.

Кривые магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ для образца I в сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \geq 1$) демонстрируют отрицательный ход (см. рис. 1(a)), что является свидетельством влияния поправки электрон-электронного взаимодействия к проводимости. Такая поправка может быть выделена с использованием следующего выражения [32–34]:

$$\rho_{xx}(B, T) = \frac{1}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma_0^2} \left[1 - (\omega_c \tau)^2 \right] \Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T), \quad (7)$$

которое и описывает отрицательное квадратичное (благодаря слагаемому $(\omega_c \tau)^2$) магнитосопротивление. На вставке к рис. 6 в качестве примера показано успешное описание монотонной составляющей изменения сопротивления образца I в магнитном поле зависимостью вида (7), причем с появлением ШдГ осцилляций эта зависимость проходит через значения средних точек между соседними экстремумами осцилляций. Таким образом, используя описание экспериментальных зависимостей $\rho_{xx}(B)$ выражением (7), можно найти значение поправки, связанной с межэлектронным взаимодействием $\Delta \sigma_{xx}^{EEI}$ при различных температурах (рис. 6). Анализ полученных значений $\Delta \sigma_{xx}^{EEI}$ проведен с использованием теории [35], которая применима в диффузионном ($k_B T \tau / \hbar < 1$), промежуточном и баллистическом ($k_B T \tau / \hbar > 1$) случаях. Согласно этой теории, изменение сопротивления двумерной проводящей системы в сильном ($\omega_c \tau > 1$) поперечном магнитном поле для случая

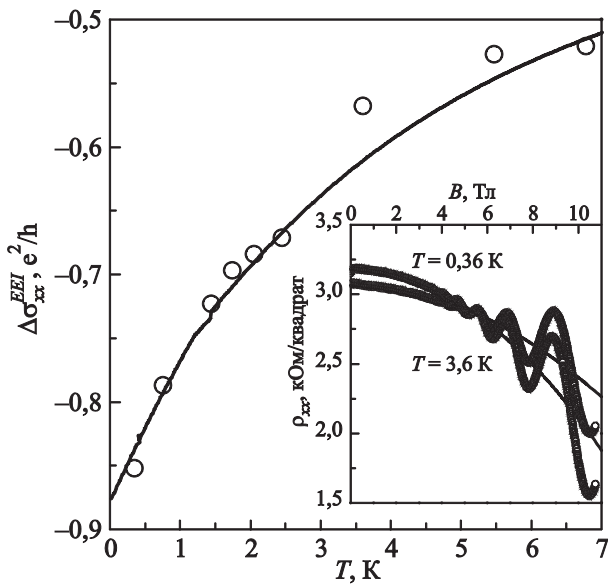


Рис. 6. Изменение поправки взаимодействия с ростом температуры. Сплошная линия — расчет согласно теории [35]. На вставке: пример выделения поправки взаимодействия к проводимости. Сплошные линии проведены согласно (7).

кулоновского (дальнодействующего) взаимодействия с рассеивающими центрами определяется следующим выражением [35]:

$$\frac{\Delta\rho^{GM}(B,T)}{\rho_0} = -\frac{(\omega_c\tau)^2}{\pi k_F l} \left[G_F \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right) + G_H \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}; F_0^\sigma \right) \right], \quad (8)$$

где G_F и G_H — функции, описывающие соответственно вклад обменного взаимодействия (слагаемое Фока) и вклад прямого взаимодействия (слагаемое Хартри). Формула (8) позволяет провести непосредственное сравнение экспериментальных данных для монотонного хода магнитосопротивления с теорией [35]; при этом подгоночным параметром является константа взаимодействия в триплетном канале F_0^σ . Сплошная линия на рис. 6 демонстрирует описание температурной зависимости расчетных значений величины $\Delta\sigma_{xx}^{EEI}$ согласно теории [35] для случая $F_0^\sigma = -0,34$.

Кривые магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ образца II в достаточно слабых магнитных полях демонстрируют положительный ход (см. рис. 1(б)), который отражает влияние квазиклассического сопротивления в рамках модели [18] (рис. 2). Однако более детальный анализ в промежуточных магнитных полях показал отклонение экспериментальных зависимостей от теоретического описания (1), проявляющееся в виде изгиба вверх в магнитных полях $B \sim 0,8$ Тл (рис. 7). Появление размытого максимума на кривых магнитосопротивления в промежуточных магнитных полях предсказано в теории [36],

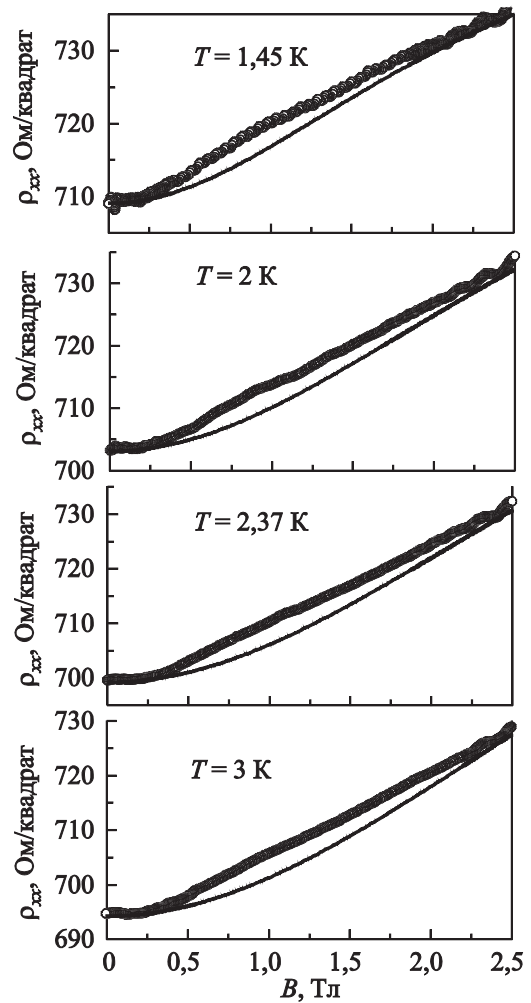


Рис. 7. Полевые зависимости ρ_{xx} образца II при различных температурах (в промежуточной области полей). Сплошные линии проведены согласно (1).

рассматривающей случай рассеяния электронов на примеси с короткодействующим потенциалом в проводнике с большой длиной свободного пробега ($k_F l \gg 1$, k_F — фермиевское волновое число). Рассмотрены процессы обратного рассеяния от примеси и фриделевских осцилляций электронной плотности, порожденных электрическим полем примеси, в результате которых появляется интерференционный вклад в поправку взаимодействия (заметим, что интерференция электронных волн, отраженных от примеси и фриделевских осцилляций, обусловлена когерентностью этих волн, поскольку период фриделевских осцилляций кратен электронной длине волны). Поправка к магнитосопротивлению в этом случае имеет вид

$$\frac{\Delta\rho^{SR}(B)}{\rho_0} = 4\lambda^2 \left(\frac{\pi k_B T}{\varepsilon_F} \right)^{3/2} (1 - \omega_c^2 \tau^2) F_2 \left(\frac{\omega_c}{2\pi^{3/2} \Omega_T} \right), \quad (9)$$

$$\Omega_T = \frac{(k_B T)^{3/2}}{\varepsilon_F^{1/2} \hbar},$$

где λ — константа взаимодействия, ε_F — энергия Ферми. Функция F_2 может быть аппроксимирована простыми выражениями:

$$F_2(x) = \begin{cases} -0,7x^2, & x \ll 1, \\ -\frac{2x}{3}, & x \gg 1. \end{cases} \quad (10)$$

Учитывая специфику образца II, а именно наличие двух каналов проводимости, поправка к магнитосопротивлению $\Delta\rho^{SR}$ выделена в виде разницы между экспериментальными значениями магнитосопротивления и квазиклассического вклада (3), и далее полученные кривые описывались с помощью зависимости (9). В связи с тем, что поправка $\Delta\rho^{SR}$ в системе с двумя проводящими каналами вносит аддитивный вклад в проводимость [37], а полученный выше параметр r в теории [18] оказался равным 1, что указывает на несвязность каналов, расчетная формула преобразована к виду

$$\frac{\Delta\rho^{SR}(B)}{\rho_0} = 4\lambda^2 \left(\frac{\pi k_B T}{\varepsilon_F} \right)^{3/2} \left[2 - \omega_c^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2) \right] F_2 \left(\frac{\omega_c}{2\pi^{3/2}\Omega_T} \right), \quad (11)$$

где $\tau_i = m^*/(p_i e^2 \rho_{xx}(B=0))$, $i = 1, 2$. На рис. 8 представлены примеры описания полученных зависимостей выделенного вклада $\Delta\rho^{SR}$ от магнитного поля с помощью уравнения (11) при использовании единственного подгоночного параметра λ . Найденное значение λ составляет 0,37. Можно констатировать, что расчетные кривые при всех температурах в районе максимума совпадают с экспериментальными зависимостями, однако в более сильных и более слабых магнитных полях они различаются. Отклонение в слабых магнитных полях связано с влиянием эффекта слабой локализации. В сильных магнитных полях отклонение, по-видимому, обусловлено вкладом поправки, связанной с электрон-электронным взаимодействием вида (7), однако проверить данное предположение затруднительно.

Итак, изучение магнитосопротивления гетероструктур с одиночными квантовыми ямами $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$, созданными в окружении кристалла $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$, позволило обнаружить при низких температурах проявление ряда квантовых эффектов, благодаря чему удалось получить информацию о характерных параметрах, определяющих кинетические свойства этих объектов. Изучены два образца, полученные по одной технологии и имеющие одинаковое строение, кроме одного параметра — ширины квантовой ямы: 10 нм (образец I) и 14 нм (образец II). Для обоих образцов обнаружено проявление эффекта слабой локализации в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия. Анализ экспериментальных данных позволил определить при различных температурах время сбоя фазы волновой

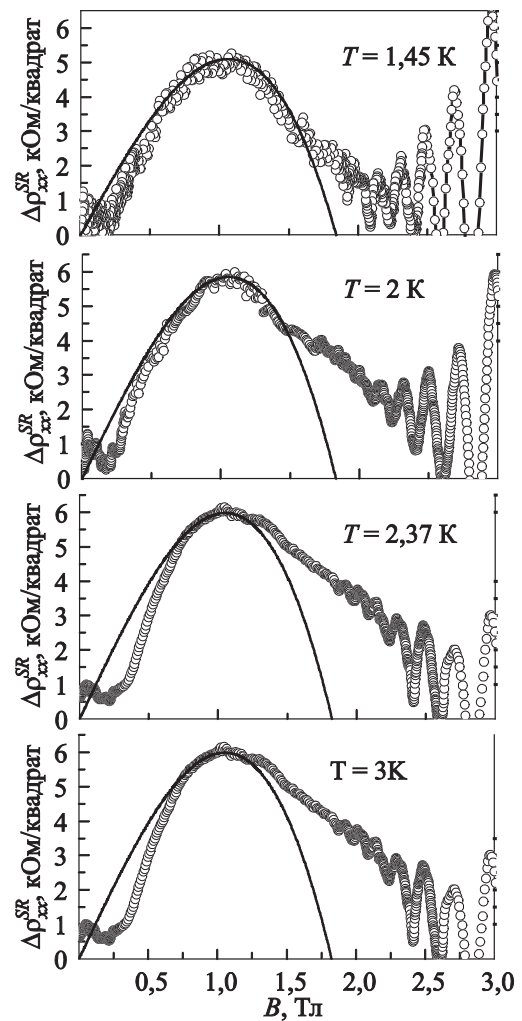


Рис. 8. Полевые изменения выделенной поправки $\Delta\rho^{SR}$ для образца II при различных температурах. Сплошные линии построены в соответствии с формулой (11).

функции и время спин-орбитального рассеяния, а из последней характеристики найти величину спинового расщепления. Кроме того, для образца I выделен вклад квантовой поправки, связанной с электрон-электронным взаимодействием, и определено значение константы взаимодействия в триплетном канале F_0^σ . Для образца II обнаружен интерференционный вклад в квантовую поправку взаимодействия согласно теории [36] и получено значение полной константы взаимодействия λ .

Различие ширины проводящих каналов в образцах I и II проявилось в том, что в образце II существуют два проводящих канала (это установлено из фурье-спектров осцилляций Шубникова–де Гааза и проявилось в нелинейности магнитополевой зависимости $\rho_{xy}(B)$). В целом, проявление квантовых эффектов в изученных образцах подобно. Лишь квантовая поправка, связанная с электрон-электронным взаимодействием, по-разному проявляет себя в разных эффектах и на разных интервалах магнитного поля (в образце I — в сильных полях, в образце II — в промежуточных полях).

1. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
2. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
3. B.I. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, Modern Problems in Condensed Matter Science, vol. **10**, A.L. Efros and M.P. Pollak (eds.), Amsterdam, North-Holland (1985), p. 1.
4. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, M.E. Gershenson, and Yu.V. Sharvin, in: *Sov. Sci. Rev. A* **9**, Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher GmbH (1987), p. 223.
5. S.J. Papadakis, E.P. De Poortere, H.C. Manoharan, M. Shayegan, and R. Winkler, *Science* **283**, 2056 (1999).
6. L. Li, Yu. Proskuryakov, A.K. Savchenko, E.H. Linfield, and D.A. Ritchiev, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076802 (2003).
7. A.Yu. Kuntsevich, G.M. Minkov, A.A. Sherstobitov, and V.M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **79**, 205319 (2009).
8. Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
9. G. Zala, B.N. Narozny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **64**, 214204 (2001).
10. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003).
11. А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, *ФТП* **31**, 4 (1997).
12. J. Lu, B. Shen, N. Tang, D.J. Chen, R. Zhang, Y. Shi, and Y.D. Zheng, *Junction Technology* **475–479**, 202 (2004).
13. E. Bernardes, J. Schliemann, M. Lee, J.C. Egues, and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 076603 (2006).
14. A.V. Goran, A.A. Bykov, A.I. Toropov, and S.A. Vitkalov, *Phys. Rev. B* **80**, 193305 (2009).
15. J. Fu and J.C. Egues, *Phys. Rev. B* **91**, 075408 (2015).
16. N.P. Barradas, A.D. Sequeira, N. Franco, M. Myronov, O.A. Mironov, P.J. Phillips, and E.H. C. Parker, *Mod. Phys. Lett. B* **15**, 1297 (2001).
17. B. Habib, E. Tutuc, S. Melinte, M. Shayegan, D. Wasserman, S.A. Lyon, and R. Winkler, *Phys. Rev. B* **69**, 113311 (2004).
18. E. Zaremba, *Phys. Rev. B* **45**, 14143 (1992).
19. A. Isihara and L. Smrčka, *J. Phys. C* **19**, 6777 (1986).
20. I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, Yu.A. Kolesnichenko, R.J.H. Morris, D.R. Leadley, and O.A. Mironov, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1455 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 1145 (2012)].
21. G. Dresselhaus, *Phys. Rev. B* **100**, 580 (1955).
22. С.В. Иорданский, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 199 (1994) [*JETP Lett.* **60**, 206 (1994)].
23. Э.И. Рашба, В.И. Шека, *ФТТ* **2**, 162 (1959).
24. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
25. H. Nakamura, T. Koga, and T. Kimura, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 206601 (2012).
26. R. Moriya, K. Sawano, Y. Hoshi, S. Masubuchi, Y. Shiraki, A. Wild, C. Neumann, G. Abstreiter, D. Bougeard, T. Koga, and T. Machida, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 086601 (2014).
27. Н.С. Аверкиев, Л.Е. Голуб, Г.Е. Пикус, *ЖЭТФ* **113**, 1429 (1998).
28. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and D.E. Khmel'nitskii, *J. Phys. C* **15**, 7367 (1982).
29. R.J. Elliot, *Phys. Rev.* **96**, 266, 280 (1954).
30. Y. Yafet, *Solid State Phys.* **14**, 1 (1963).
31. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971).
32. K.K. Choi, D.C. Tsui, and S.C. Palmateer, *Phys. Rev. B* **33**, 8216 (1986).
33. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, V.I. Shashkin, O.I. Khrykin, and V.M. Daniltsev, *Phys. Rev. B* **64**, 235327 (2001).
34. И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, О.А. Миронов, М. Myronov, and D.R. Leadley, *ФНТ* **32**, 896 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 683 (2006)].
35. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003).
36. Т.А. Седракян и М.Е. Раikh, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 106806 (2008).
37. М.Е. Раikh, *частное сообщение*.

Interference effects in the Si–Ge heterostructures with quantum wells of different width

I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, Yu.A. Kolesnichenko, A.I. Berkutova, D.R. Leadley, and O.A. Mironov

The effects of weak localization and interaction of charge carriers in a two *p*-type Si_{0.7}Ge_{0.3}/Si_{0.2}Ge_{0.8}/Si_{0.7}Ge_{0.3} heterostructures with one and two subbands, respectively, occupy have been investigated. The weak localization effect of holes in conditions when the inelastic scattering time and spin orbit scattering time have close values was found in very weak magnetic fields. It is shown that splitting of the spin states occurs due to the influence of the perturbing potential (Rashba mechanism). The interaction effect which occurs due to Coulomb interaction with a scatter has been detected and analyzed in higher magnetic fields in case of one subband occupy. The dominant mechanism of scattering by Friedel oscillations of the charge carrier density, induced by the electric field of the impurity, is a dominant in the case of two subband occupy. In all regions the behavior of the interaction quantum correction is in good agreement with the modern theoretical predictions.

PACS: 72.20.My Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;
73.20.Fz Weak or Anderson localization.

Keywords: magnetoresistance, weak localization, interaction effects.