

# Эффекты слабой локализации и взаимодействия носителей заряда в двумерном дырочном газе в германиевой квантовой яме в гетероструктуре SiGe/Ge/SiGe

И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский

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

O.A. Mironov\*, M. Myronov\*\*, and D.R. Leadley

*Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK  
E-mail: O.A.Mironov@warwick.ac.uk*

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2005 г.

Изучены эффекты слабой локализации и взаимодействия носителей заряда в двумерном дырочном газе в квантовой яме из чистого германия в гетероструктуре SiGe/Ge/SiGe с концентрацией дырок  $5,68 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и их подвижностью  $4,68 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Измерения сопротивления проведены при температурах от 46 мК до 10 К в магнитных полях до 15 Тл. Магнитополевые зависимости сопротивления демонстрируют осцилляции Шубникова–де Гааза и ступеньки квантового эффекта Холла. В области очень слабых магнитных полей ( $B < 0,1$  Тл) выявлен эффект слабой локализации дырок, который определяет отрицательное магнитосопротивление и рост сопротивления с понижением температуры (при  $T < 2$  К). Проявление эффекта взаимодействия обнаружено и проанализировано в широкой области температур и магнитных полей. При повышении температуры происходит переход от диффузионного режима проявления квантовой поправки взаимодействия к промежуточному и далее к баллистическому режиму. Во всех областях поведение квантовой поправки взаимодействия хорошо соответствует современным теоретическим предсказаниям.

Вивчено ефекти слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду в двовимірному газі дірок у квантовій ямі з чистого германію в гетероструктурі SiGe/Ge/SiGe з концентрацією дірок  $5,68 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  і їх рухомістю  $4,68 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Вимірювання опору проведено при температурах від 46 мК до 10 К у магнітних полях до 15 Тл. Магнітопольові залежності опору демонструють осциляції Шубнікова–де Гааза та сходинки квантового ефекту Холла. В області дуже слабких магнітних полів ( $B < 0,1$  Тл) виявлено ефект слабкої локалізації дірок, який визначає негативний магнітоопір та зростання опору зі зниженням температури (при  $T < 2$  К). Прояв ефекту взаємодії виявлено та проаналізовано у широких межах температур та магнітних полів. При підвищенні температури здійснюється перехід від дифузійного режиму прояву квантової поправки взаємодії до проміжного та далі до балістичного режиму. В усіх вказаних областях поведінка квантової поправки до провідності, яка обумовлена взаємодією, добре відповідає сучасним теоретичним завбаченням.

Адреса в настоящее время:

\* National Nanotechnology Center, National Science and Technology Development Agency, 111 Thailand Science Park Paholyothin Rd, Klong 1, Klong Luang, Phatumthani 12120, Thailand

\*\* Research Center for Silicon Nano-Science, Advanced Research Laboratories, Musashi Institute of Technology, 8-15-1 Todoroki, Setagaya-ku, Tokyo, Japan

**Ключевые слова:** магнитосопротивление, слабая локализация, эффекты взаимодействия, диффузионный и баллистический режимы.

### 1. Введение

Известно, что электропроводность слаборазупорядоченного двумерного электронного газа определяется классическим значением проводимости и двумя типами квантовых поправок к проводимости: поправкой, связанной с эффектом слабой локализации электронов [1,2], и поправками, обусловленными электрон-электронным взаимодействием [3–5]. В области низких температур эти квантовые поправки определяют своеобразное изменение электрического сопротивления двумерной электронной системы при изменении температуры и напряженности магнитного поля. Успешно развитая два с половиной десятилетия назад теория этих эффектов [1–6] рассматривала диффузионный режим релаксации и взаимодействия электронов. Она позволила не только дать интерпретацию аномального поведения низкотемпературного сопротивления двумерных электронных систем, но и получить сведения о временах релаксации фазы и спина электронов, параметрах взаимодействия. Объектами изучения в основном являлись тонкие пленки металлов [7,8], а в последующем — электроны в инверсионных слоях,  $\delta$ -слоях и гетероструктурах в полупроводниках.

Привлекшие к себе внимание в последнее десятилетие электронные явления в Si-MOSFET структурах и гетеропереходах с малой плотностью носителей и высокой подвижностью, в частности, появление металлического поведения проводимости и перехода металл–изолятор при изменении концентрации носителей [9], потребовали углубленного теоретического рассмотрения спин-орбитальных эффектов в них [10], а также построения теории эффектов взаимодействия в баллистическом режиме [11,12].

Диффузионный режим соответствует условию  $k_B T \tau / \hbar < 1$ , которое физически подразумевает [13], что эффективное время взаимодействия  $\hbar / k_B T$  больше, чем время релаксации импульса  $\tau$  и, следовательно, два взаимодействующих электрона испытывают рассеяние на многих примесях. Баллистический режим соответствует условию  $k_B T \tau / \hbar > 1$ ; в этом случае рассматривается взаимодействие двух электронов при рассеянии на одиночных примесях. В баллистическом режиме изменяется характер температурного поведения поправок взаимодействия.

В настоящей работе объектом исследования была гетероструктура на основе SiGe с квантовой ямой из

чистого германия с дырочным типом проводимости. В этой гетероструктуре удалось изучить переход от диффузионного к промежуточному, а затем к баллистическому режиму взаимодействия носителей заряда путем изменения температуры.

Гетероструктура создавалась методом низкоэнергетичного плазменного осаждения [14]. Ширина квантовой ямы в ней составляла 15 нм. Слой Ge с обеих сторон граничил со слоями  $\text{Si}_{0,3}\text{Ge}_{0,7}$ . Толщина спейсера, отделяющего яму от допированного бором слоя  $\text{Si}_{0,3}\text{Ge}_{0,7}$ , составляла 10 нм. Концентрация носителей (дырок) в изученной структуре равнялась  $5,68 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность достигала  $4,68 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эффективная масса дырок, найденная при анализе осцилляций Шубникова–де Гааза, составляет  $m^* = 0,112m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона). Транспортное время рассеяния  $\tau$  равно  $3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ , соответственно значение  $k_B T \tau / \hbar = 1$  достигается при  $T = 2,55 \text{ К}$ .

Измерения диагональной  $R_{xx}$  и недиагональной  $R_{xy}$  компонент сопротивления как функции напря-

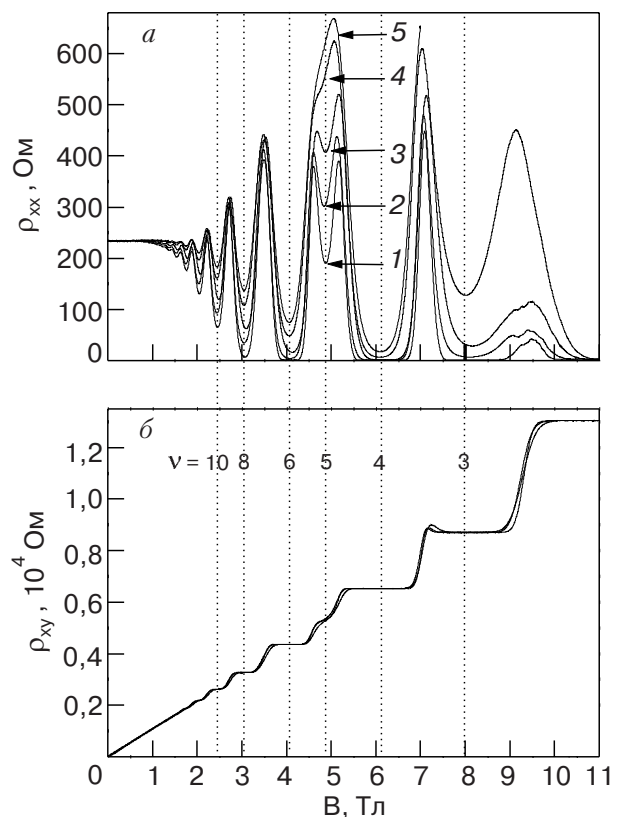


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления  $\rho_{xx}$  (а) и  $\rho_{xy}$  (б) при различных температурах: 52 мК (1), 0,5 К (2), 0,9 К (3), 2 К (4), 3 К (5).

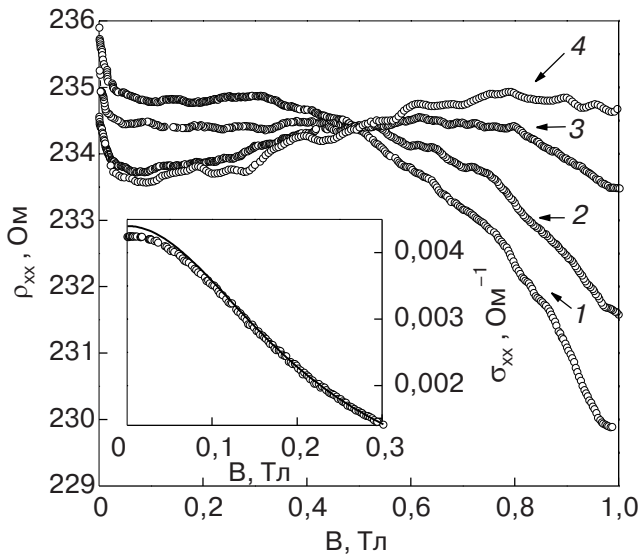


Рис. 2. Магнитное поле изменение сопротивления  $\rho_{xx}(B)$  при температурах 46 мК (1), 0,5 К (2), 1,1 К (3), 2 К (4). На вставке изображен пример выделения друдевского вклада в проводимость при температуре 46 мК, сплошная линия — расчет согласно Ур. (3).

женности магнитного поля осуществлены вплоть до 15 Тл в интервале температур 46 мК–10 К. На рис. 1 продемонстрирован вид зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  при различных температурах. (Знаком  $\rho$  обозначено сопротивление квадратного участка двумерной электронной системы). Представленные кривые демонстрируют ярко выраженные осцилляции Шубникова–де Газа (при  $B \geq 1$  Тл), а также квантовый эффект Холла (при  $B \geq 2$  Тл). В области слабых магнитных полей кривые магнитосопротивления для разных температур ниже  $\sim 2,5$  К пересекаются в одной точке при  $B \sim 0,5$  Тл и значении  $\rho_{xx}^0 \simeq 234,5$  Ом (рис. 2). Эта величина магнитного поля, по существу, отделяет область слабых магнитных полей от области проявления магнитного квантования. Условие  $\omega_c \tau = 1$  ( $\omega_c$  — циклотронная частота) выполняется при значении магнитного поля  $B = 0,212$  Тл, т.е. несколько меньше, чем 0,5 Тл. В области слабых магнитных полей ( $B < 0,1$  Тл) обнаружено проявление эффекта слабой локализации дырок; в области полей более 0,3 Тл явно присутствуют эффекты взаимодействия.

## 2. Диффузионный режим проявления квантовых поправок

В области очень слабых магнитных полей  $B < 0,1$  Тл начальный участок зависимостей сопротивления исследуемой гетероструктуры от магнитного поля демонстрирует отрицательное магнитосопротивление (см. рис. 2), что является

свидетельством влияния на  $\rho_{xx}(B)$  эффектов слабой локализации.

В диффузионном режиме квантовая поправка, связанная со слабой локализацией, для двумерной системы в перпендикулярном магнитном поле имеет вид [4]

$$\Delta\sigma_{xx}^{WL} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[ \frac{3}{2} f_2 \left( \frac{4eDB}{\hbar} \tau_{\varphi}^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left( \frac{4eDB}{\hbar} \tau_{\varphi} \right) \right], \quad (1)$$

где  $f_2(x) = \ln(x) + \Psi(1/x + 1/2)$ ;  $\Psi$  — логарифмическая производная  $\Gamma$ -функции;  $\tau_{\varphi}$  — время фазовой релаксации электронов;  $(\tau_{\varphi}^*)^{-1} = \tau_{\varphi}^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1}$ ;  $\tau_{so}$  — время спин-орбитального взаимодействия при упругом рассеянии электронов;  $D$  — коэффициент диффузии электронов. Он может быть оценен по формуле Эйнштейна  $D = 1/2 \cdot (v_F^2 \tau)$ ,  $v_F$  — фермиевская скорость, которая может быть найдена по формуле  $v_F = (\hbar/m^*) (2\pi n)^{1/2}$  для двумерной системы ( $n$  — концентрация носителей). Переход от измеренных значений сопротивления к квантовым поправкам к проводимости может быть осуществлен с помощью соотношения  $-\Delta\sigma_{xx} = [\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}^0(0)] / \rho_{xx}(B) \rho_{xx}^0$ .

Слагаемые в выражении (1) отражают спиновые состояния электронов на сопряженных траекториях, формирующих интерференционный вклад в проводимость. Первое слагаемое отвечает *триплетному* спиновому состоянию (суммарный спин  $j = 1$ ), второе — *синглетному* состоянию ( $j = 0$ ). Триплетное состояние характеризуется тремя возможными значениями проекций суммарного момента ( $M = 0, \pm 1$ ), который в результате спин-орбитального рассеяния изменяется случайным образом. Спин-орбитальное рассеяние подавляет когерентность электронных состояний в триплетном канале. Триплетное слагаемое формирует отрицательное магнитосопротивление. *Синглетное* слагаемое входит в выражение (1) со знаком минус, и в случае  $\tau_{\varphi} \gg \tau_{so}$  (сильное спин-орбитальное взаимодействие), когда синглетное слагаемое в соотношении (1) оказывается доминирующим, локализационная поправка дает аномальное положительное магнитосопротивление.

Отрицательное магнитосопротивление изученной гетероструктуры сменяется в небольшой области полей ростом сопротивления (см. рис. 2), который связан с влиянием магнитного поля на классическое (друдевское) сопротивление

$$\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}^D(B) + \Delta\sigma_{xx}^{WL}(B) + \Delta\sigma_{xx}^{EEI}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{xx}^D(B) = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (3)$$

Индекс WL соответствует слабой локализации электронов, а EEI — электрон-электронному взаимодействию;  $\omega_c = eB/m^*$  — циклотронная частота. В выражении (3) вместо  $\omega_c \tau$  можно использовать произведение  $\mu B$  ( $\mu$  — подвижность) и соответствующую кривую совместить с экспериментальной зависимостью  $\sigma_{xx}(B)$  в области логарифмического насыщения функции (1). Пример выделения классического вклада в магнитополеное изменение проводимости гетероструктуры приведен на вставке рис. 2.

С целью определения значений характерных релаксационных времен  $\tau_\phi$  и  $\tau_{so}$  выделенная локализационная поправка к проводимости может быть проанализирована в соответствии с соотношением (1). Однако, как отмечено в работе [15], 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 релаксации оказываются одного порядка. Кроме того, для гетероструктур, характеризующихся существованием внутреннего градиента потенциала, спин-орбитальные процессы происходят по-разному в направлениях перпендикулярном и параллельном гетеропереходу. В связи с этим для расчета поправок, связанных со слабой локализацией дырок в исследуемой системе, была применена теоретическая модель, построенная в работе [15], рассматривающая недеформированные и деформированные объемные полупроводники  $p$ -типа, а также структуры с квантовыми ямами на их основе. Согласно этой теоретической модели, магнитополеная зависимость локализационной поправки к проводимости описывается следующим выражением:

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

где  $G_0 = e^2 / (2\pi^2 \hbar)$ ,  $\tau_{||}$  и  $\tau_\perp$  — соответственно времена продольной и поперечной спиновой релаксации, при этом роль выделенной оси играет нормаль к плоскости квантовой ямы; отношение  $D_{ij}^0 / D_a^0$  характеризует относительные значения компонент коэффициента диффузии; при расчетах оно было взято равным 1. Мы осуществили численное описание экспериментальных данных с помощью соотношения (4), используя  $\tau_\phi$ ,  $\tau_{||}$  и  $\tau_\perp$  в качестве подгоночных параметров. Примеры такого описания представлены на рис. 3.

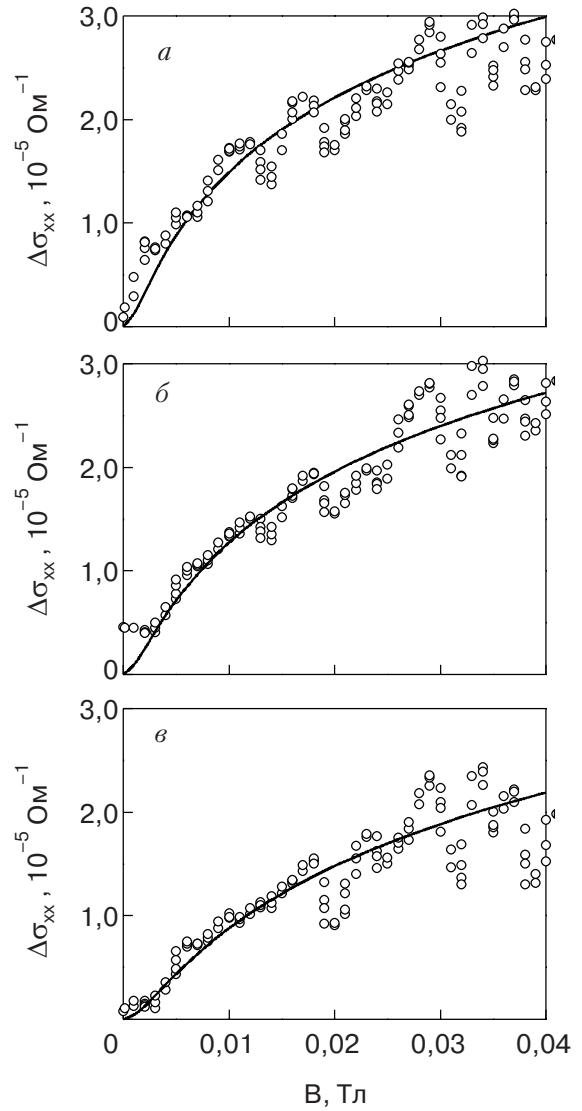


Рис. 3. Магнитополеное изменение локализационной поправки к проводимости  $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$  при температурах 52 мК (а), 0,2 К (б), 1,1 К (в).

Найденное значение времени фазовой релаксации плавно изменяется от  $1,1 \cdot 10^{-11}$  с при температуре 52 мК до  $3,5 \cdot 10^{-12}$  с при 1,1 К. Это температурное изменение  $\tau_\phi$  может быть аппроксимировано зависимостью  $\tau_\phi \sim T^{-0,45}$ , аналогичной найденной для гетероструктур с квантовыми ямами с составами  $Si_{0,2}Ge_{0,8}$  и  $Si_{0,05}Ge_{0,95}$  [16]. Причина появления температурной зависимости вида  $\tau_\phi \propto T^{-1/2}$ , вместо ожидаемой для межэлектронного взаимодействия в двумерной системе зависимости вида  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  [17], не ясна. Времена продольной и поперечной спиновой релаксации не зависят от температуры и равны соответственно  $\tau_{||} = 1,6 \cdot 10^{-11}$  с и  $\tau_\perp = 3 \cdot 10^{-11}$  с. Значения этих времен несколько превосходят величину  $\tau_\phi$  во всем изученном температурном интервале, что и определило появление от-

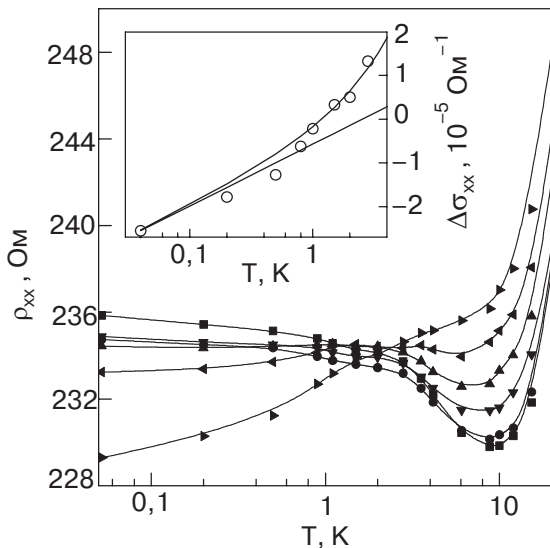


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{xx}$  в магнитных полях: 0 Тл (■), 0,1 Тл (●), 0,3 Тл (▼), 0,5 Тл (▲), 0,7 Тл (◄), 1 Тл (►). На вставке: температурная зависимость квантовой поправки к проводимости  $\Delta\sigma_{xx}$  при  $B = 0$  Тл. Штриховая линия – расчет локализационной поправки  $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$  согласно уравнению (5), а сплошная линия представляет собой сумму  $\Delta\sigma_{xx}^{WL} + \Delta\sigma_{xx}^{EEI}$ .

рицательного магнитосопротивления, связанного с эффектом слабой локализации носителей.

Температурное изменение сопротивления  $\rho_{xx}$  в области температур, где имеет место диффузионный и промежуточный режим взаимодействия, существенно зависит от величины магнитного поля (рис. 4). При  $B = 0$  Тл сопротивление падает при повышении температуры. В магнитном поле вид зависимости  $\rho_{xx}(T)$  трансформируется, и при  $B \geq 0,5$  Тл температурный коэффициент сопротивления меняет знак. Знаменательно, что все представленные кривые пересекаются в одной области при  $T \sim 2,0-2,5$  К и значении сопротивления  $\rho_{xx}^0 \sim 234$  Ом. Характерная температура  $T = 2,55$  К соответствует переходу от диффузионного к баллистическому режиму.

Зависимость  $\rho(T)$  в диффузионной области в отсутствие магнитного поля определяется вкладом эффектов слабой локализации и взаимодействия носителей заряда. Температурная зависимость локализационной поправки к проводимости для 2D электронной системы в случае слабого спин-орбитального рассеяния ( $\tau_\phi < \tau_{so}$ ) имеет следующий вид [2,4]:

$$\Delta\sigma_{xx}^{WL}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} p \ln\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}\right), \quad (5)$$

Где  $p$  – показатель степени для температурной зависимости времени неупругого рассеяния  $\tau_\phi \propto T^{-p}$  (при сильном спин-орбитальном рассеянии в выра-

жении (5) появляется дополнительный множитель  $-1/2$ ). Поскольку  $k_B T \tau / \hbar < 1$ , поправка  $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$  отрицательна и возрастает по абсолютной величине при понижении температуры.

Аналогичный вид имеет температурная зависимость поправки взаимодействия для 2D электронной системы в диффузионном режиме ( $k_B T \tau / \hbar < 1$ ) [5]:

$$\Delta\sigma_{xx}^{EEI}(T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda \ln\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}\right), \quad (6)$$

где  $\lambda$  – константа взаимодействия.

Для иллюстрации вкладов  $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$  и  $\Delta\sigma_{xx}^{EEI}$  в зависимость  $\rho(T)$  до  $T = 2,5$  К на вставке на рис. 4 изображены экспериментальные значения поправки  $\Delta\sigma_{xx}$  (точки), температурная зависимость локализационной поправки  $\Delta\sigma_{xx}^{WL}$ , рассчитанная согласно (5) для значения  $p = 1/2$  (штриховая линия), и суммарная поправка  $\Delta\sigma_{xx}^{WL} + \Delta\sigma_{xx}^{EEI}$  (сплошная линия). Для расчета поправки взаимодействия использована зависимость  $\lambda = \{1 + 3[1 - (\ln(1 + F_0^\sigma))/F_0^\sigma]\}$  [11], где  $F_0^\sigma$  – фермижидкостная константа взаимодействия в триплетном канале (см. ниже). Принято  $F_0^\sigma = -0,228$ , обеспечивающее согласие расчета и экспериментальных точек до температуры  $\sim 2$  К. На вставке на рис. 4 видно, что в области температур, отвечающих диффузионному режиму, наряду с эффектом взаимодействия, заметную роль играет эффект слабой локализации носителей, но его вклад в поведение сопротивления при изменении температуры и магнитного поля полностью исчезает при  $T \approx 2,5$  К (рис. 4) и  $B \approx 0,1$  Тл (рис. 2).

Отметим, что при расчете всех поправок к проводимости, показанных на вставке рис. 4, в качестве точки отсчета взята величина проводимости, соответствующая сопротивлению  $\rho_{xx}^0 = 234,5$  Ом при 2 К. В действительности поправка взаимодействия существует в широком интервале температур и, оставаясь отрицательной, уменьшается по абсолютной величине с ростом температуры, что определяет уменьшение сопротивления вплоть до минимума при  $\sim 10$  К. Точкой отсчета для определения поправки взаимодействия, вероятнее всего, должно быть некоторое значение проводимости, отвечающее величине сопротивления меньшей, чем в минимуме при  $\sim 10$  К, поскольку с ростом магнитного поля сопротивление при минимальной температуре эксперимента оказывается ниже сопротивления при  $\sim 10$  К (см. рис. 4). Выбор уровня отсчета поправки не меняет ее функциональной зависимости от переменного параметра (температуры, магнитного поля), а требует лишь сдвига расчетных значений поправки на определенную величину при сравнении с экспериментальными данными. На рис. 2 также хорошо видно, что в области проявления поправки

взаимодействия (при  $B > 0,5$  Тл) с ростом магнитного поля сопротивление уменьшается в связи с уменьшением абсолютной величины отрицательной поправки к проводимости. Магнитное поле разрушает квантовую интерференцию при эффекте взаимодействия носителей. Это и определяет наблюдаемое отрицательное магнитосопротивление в указанной области полей.

### 3. Переход к баллистическому режиму проявления поправки взаимодействия

В магнитном поле появляется зависимость сопротивления от магнитного поля, связанная с поправкой взаимодействия, поскольку при обращении тензора проводимости в тензор сопротивлений поправка к сопротивлению приобретает множитель  $-(1 - (\omega_c \tau)^2)$  [18–20]. При этом преобразовании учитывался тот факт, что в диффузионном режиме поправкой к холловской проводимости можно пренебречь. В итоге сопротивление описывается выражением

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

При  $\omega_c \tau \gg 1$  соотношение (7) приобретает вид

$$\frac{\rho_{xx}(B, T) - \rho_0}{\rho_0} = \frac{1}{\sigma_0} \mu^2 B^2 \Delta \sigma_{xx}^{EEI}(T), \quad (8)$$

из которого видно, что магнитосопротивление определяется величиной и знаком поправки взаимодействия к проводимости. В диффузионном режиме поправка к проводимости отрицательна, поскольку под знаком логарифма стоит  $k_B T \tau / \hbar < 1$ . Соотношение (7) определяет отрицательное и квадратичное по полю магнитосопротивление. Это впервые успешно продемонстрировали авторы экспериментальной работы [21] (см. также [13, 19, 20]).

В изученной гетероструктуре отрицательное квадратичное магнитосопротивление наблюдается в широком интервале магнитных полей (см. вставку на рис. 5); причем с появлением осцилляций Шубникова—де Гааза эта зависимость описывает ход монотонной составляющей (геометрическое место серединных точек между соседними максимумами и минимумами). Заметим, что вклад магнитополевого изменения классического сопротивления в магнитоквантовой области отсутствует. Отрицательное квадратичное магнитосопротивление наблюдается не только при  $T < 2,5$  К, но и при более высоких температурах (вплоть до 10 К). Казалось бы, при использовании соотношения (6) в условиях  $k_B T \tau / \hbar > 1$  поправка должна стать положительной. Это противоречие разрешила недавно появившаяся

теория эффектов взаимодействия в баллистическом режиме [11, 12].

В работе [11] рассмотрено рассеяние на точечных примесях с короткодействующим потенциалом и показано, что в сравнительно широком интервале изменения неравенства  $k_B T \tau / \hbar > 1$  поправка взаимодействия дает отрицательное магнитосопротивление, но изменяется характер ее температурной зависимости. Авторы работы [11] показали, что в баллистическом режиме появление поправок взаимодействия обусловлено теми же физическими причинами, что и в диффузионном режиме — интерференцией электронных волн при рассеянии на примеси и на фриделевских осцилляциях электронной плотности, сформированных примесью.

В теории взаимодействия, как известно, учитывается вклад обменного взаимодействия (терм Фока) и вклад прямого взаимодействия (терм Хартри). Вклад Фока формирует синглетный канал взаимодействия; вместе с синглетной частью вклада Хартри образуется «зарядовый» синглетный канал. Вклад Хартри определяет триплетный канал взаимодействия. В теории [11] показано, что конкуренция двух типов вкладов приводит к тому, что величина и даже знак температурного изменения поправки может измениться. Общая картина взаимодействия может быть сведена к триплетному каналу, в котором взаимодействие характеризуется ферми-жидкостной константой  $F_0^\sigma$ , отражающей интенсивность спин-обменного взаимодействия. При  $F_0^\sigma < 0$  взаимодействие стремится выстроить спины в одном направлении, а при значении  $F_0^\sigma = -1$  достигается ферромагнитная неустойчивость Стонера.

В работе [12] дана общая теория поправок взаимодействия, применяемая в диффузионном, промежуточном и баллистическом режимах. В этой работе рассмотрено магнитосопротивление двумерной электронной системы в сильном ( $\omega_c \tau > 1$ ) поперечном магнитном поле. Теория построена для случая рассеяния электронов на точечном (короткодействующем) потенциале и для случая кулоновского взаимодействия с рассеивателем. В первом случае обменный вклад Фока в поправку взаимодействия определяется функцией  $G_0(k_B T \tau / \hbar)$ , имеющей асимптотики  $G_0(x) \approx -\ln x - 1,7$  при  $x \ll 1$  и  $G_0(x) \approx 0,276 \cdot x^{-1/2}$  при  $x > 1$ . Связанная с этим вкладом поправка отрицательная, и она определила бы отрицательное магнитосопротивление, но с учетом вклада Хартри ситуация меняется. Вклад Хартри аналитически аналогичен  $G_0$ , но имеет противоположный знак и в два раза больше по величине. В случае кулоновского взаимодействия электронов с рассеивателями вклад Фока в поправку взаимо-

действия описывается функцией  $G_F(k_B T \tau / \hbar)$ , имеющей асимптотики  $G_F(x) \approx -\ln x - 1,6$  при  $x \ll 1$  и  $G_F(x) \approx 0,138x^{-1/2}$  при  $x > 1$ , и приводит к отрицательному магнитосопротивлению. Вклад Хартри  $G_H$ , функциональный вид которого определяется константой  $F_0^\sigma$  и подобен  $G_F$ , но имеет обратный знак, в случае  $\kappa \ll k_F$  ( $\kappa$  — обратная длина экранирования) в сочетании с обменным вкладом может изменить знак поправки. Теория предсказывает появление положительного магнитосопротивления при  $T > T_H \sim (k_F / \kappa)^2 (\hbar / k_B) \tau^{-1}$ , в связи с тем, что при высоких температурах взаимодействие эффективно отвечает случаю рассеяния на точечном потенциале, при этом вклад Хартри превосходит обменный вклад и дает положительный знак суммарной поправки и соответственно магнитосопротивлению. Если  $\kappa / k_F$  не мало, то вклад Хартри подвергается сильной фермижидкостной перенормировке, и в упрощенном случае он оказывается подобен  $G_F$ , но приобретает коэффициент 3, а также дополнительные множители  $F_0^\sigma / (1 + F_0^\sigma)$  к функциям Бесселя, входящим в  $G_F$ .

При сравнении полученных экспериментальных данных с теорией [12] следует, по-видимому, дать предпочтение случаю кулоновского взаимодействия дырок с рассеивающими центрами, поскольку квантовая яма в гетероструктуре не содержит примесных атомов, а акцепторные атомы бора находятся в слое, отделенном от квантовой ямы беспримесным слоем толщиной 10 нм (спейсером). Оценить отношение  $\kappa / k_F$  можно основываясь на том факте, что переход от отрицательного к положительному магнитосопротивлению происходит в районе 10 К. Это означает, что величина  $k_B T \tau / \hbar$  примерно равна 4 и, следовательно,  $k_F / \kappa \approx 2$ . Таким образом, отношение  $\kappa / k_F \approx 0,5$  не является малым. Согласно [12] относительное изменение сопротивления в магнитном поле описывается соотношением

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho^0} = -\frac{(\omega_c \tau)^2}{\pi k_F l} [G_F(k_B T \tau / \hbar) - G_H(k_B T \tau / \hbar; F_0^\sigma)]. \quad (9)$$

Аналитический вид функции  $G_F(k_B T \tau / \hbar)$  и  $G_H(k_B T \tau / \hbar; F_0^\sigma)$  приведен в [12]. Мы построили функциональный вид полной поправки взаимодействия в соответствии с изложенными выше особенностями использования теории [12] в различных случаях и провели сравнение с экспериментальными данными (рис. 5). Экспериментальные значения поправки  $\Delta\sigma_{xx}^{EEI}$  были получены из соотношения (7). Отметим, что при повышении температуры от 52 мК до 9 К значение сопротивления в нулевом магнитном поле  $\rho_{xx}^0$ , являющееся точкой отсчета соответствующей поправки, изменяется от 245 до

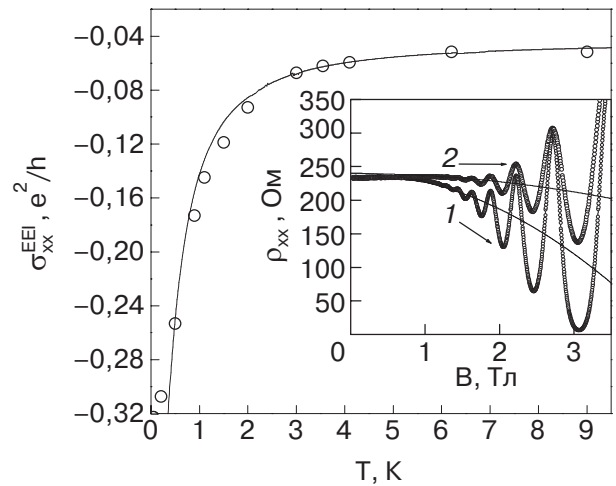


Рис. 5. Изменение поправки взаимодействия с ростом температуры (до 9 К). Сплошная линия — расчет согласно теории [12]. На вставке: пример выделения поправки взаимодействия к проводимости при температурах: 52 мК (1), 3 К (2). Сплошные линии проведены согласно Ур. (7).

238 Ом. При фит-процедуре совмещения теоретической зависимости  $\Delta\sigma_{th}(T)$  с температурной зависимостью поправки  $\Delta\sigma_{xx}$ , найденной из экспериментальных данных, искомым подгоночным параметром является константа взаимодействия в триплетном канале  $F_0^\sigma$ . Успешное описание экспериментальных данных (см. рис. 5) получено при значении  $F_0^\sigma = -0,228$ , но при незначительном сдвиге расчетной кривой на постоянную величину  $-0,045 \cdot e^2 / h$ . Этот сдвиг уточняет уровень сопротивления, от которого ведется отсчет поправок. В работе [13] выполнено аналогичное сравнение экспериментальных данных  $\Delta\sigma_{xx}$  с теорией [12] для гетероструктуры GaAs/AlGaAs с электронным типом проводимости, но в качестве теоретической зависимости использована лишь обменная функция  $G_F$ . Для совмещения экспериментальной и теоретической зависимостей потребовался сдвиг на  $-0,07e^2 / h$ .

Найденная величина  $F_0^\sigma$  близка к значению, полученному по формуле  $F_0^\sigma = -\frac{1}{2} r_s / (r_s + \sqrt{2})$  [11]. Параметр  $r_s$ , характеризующий отношение кулоновской энергии взаимодействия к кинетической, можно получить по формуле  $r_s = 1 / (\pi n)^{1/2} a_B$ , где  $a_B = (\hbar^2 \chi) / (m e^2)$  — радиус Бора,  $\chi$  — диэлектрическая постоянная (для германия  $\chi = 15,4$ ). Для изученной системы оказалось  $a_B = 72,3 \text{ \AA}$ ,  $r_s = 1,024$ , а теоретическое значение  $F_0^\sigma = -0,21$ .

Итак, температурное изменение поправки взаимодействия в области температур 0,05–9 К успешно описано в рамках теории [12].

## 4. Заключение

Нами изучено проявление квантовых интерференционных явлений — эффектов слабой локализации и взаимодействия электронов — в двумерном дырочном газе в квантовой яме из чистого германия в гетероструктуре SiGe/Ge/SiGe. Эта система проявляет осцилляции Шубникова–де Гааза и квантовый эффект Холла. Наряду с этим монотонная составляющая изменения сопротивления в магнитном поле демонстрирует проявление эффекта слабой локализации в области очень слабых магнитных полей и эффектов взаимодействия в широкой области полей, включая область выраженного магнитного квантования.

Строго говоря, для эффекта слабой локализации, обусловленного интерференцией электронов (или дырок) на траекториях с самопересечением, желательное выполнение условия  $L_H \geq l$ , где  $l$  — длина свободного пробега, связанная с неупругим рассеянием, а  $L_H = (\hbar/2eB)^{1/2}$  — магнитная длина, которой отвечает значение поля, при котором площадь, равная  $2\pi L_H^2$ , пронизывается одним квантом магнитного потока  $\Phi_0 = h/2e$ . В действительности оказалось, что эффект слабой локализации проявляется в существенно более широком интервале магнитных полей, чем это следует из приведенного выше условия, а именно — вплоть до полей, когда начинают проявляться эффекты магнитного квантования.

Эффекты взаимодействия определяют ход монотонной составляющей сопротивления в области магнитных полей как до, так и после появления магнитоквантовых осцилляций. Квантовые поправки к проводимости, связанные с взаимодействием носителей, приводят к отрицательному квадратичному по полю магнитосопротивлению. Поведение квантовой поправки взаимодействия хорошо согласуется с предсказаниями современных теорий [11,12] для диффузионного, промежуточного и баллистического режимов; в частности, с ростом температуры наблюдается переход от логарифмической к степенной зависимости поправки взаимодействия от температуры, а также переход от отрицательного к положительному магнитосопротивлению.

Измерения проведены в лаборатории сильных магнитных полей, Гренобль, Франция в рамках проекта SE 5403. Авторы выражают благодарность проф. J.C. Portal за предоставленную возможность выполнения измерений и V. Renard за помощь в проведении эксперимента, а также B. Rösserr, D. Chastina, G. Isella, H. Von Känel [14] за предоставление гетероструктуры, использованной нами для создания образца, имеющего «Hall bar»-конфигурацию.

1. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
2. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
3. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
4. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, and D.E. Khmel'nitskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (Sov. Phys. JETP)* **81**, 768 (1981).
5. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems Modern Problems in Condensed Matter Science*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), Amsterdam, North-Holland (1985).
6. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
7. G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).
8. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, M.E. Gershenson, and Yu.V. Sharvin, *Quantum Effects in Disordered Metal Films*, *Sov. Sci. Rev.* **A9**, Schur, Switzerland, Harwood Academic Publisher GmbH, (1987), p. 223.
9. E. Adrahams, S.V. Kravchenko, and M.P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
10. L.E. Golub and S. Pedersen, *Phys. Rev.* **B65**, 245311 (2002).
11. G. Zala, B.N. Narozny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001).
12. I.V. Gornyi and A.D. Mirlin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003).
13. L. Li, Yu. Proskuryakov, A.K. Savchenko, E.H. Linfield, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076802 (2003).
14. B. Rösserr, D. Chastina, G. Isella, and H. von Känel, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3059 (2004).
15. Н.С. Аверкиев, Л.Е. Голуб, Г.Е. Пикус, *ЖЭТФ* **113**, 1429, (1998).
16. V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, T. Hackbarth, Yu.F. Komnik, O.A. Mironov, M. Myronov, V.I. Litvinov, and T.E. Whall, in: *Molecular Nanowires and Other Quantum Objects*, Kluwer Academic Publishers B.V. NATO SCIENCE SERIES, II: *Mathematics, Physics and Chemistry*, **148**, 319, (2004).
17. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and D.E. Khmel'nitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
18. A. Houghton, J.R. Senna, and S.C. Ying, *Phys. Rev.* **B25**, 2196 (1982).
19. K.K. Choi, D.C. Tsui, and S.C. Palmateer, *Phys. Rev.* **B33**, 8216 (1986).
20. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, V.I. Shashkin, O.I. Khrykin, and V.M. Danil'tsev, *Phys. Rev.* **B64**, 235327 (2001).
21. M.A. Paalanen, D.C. Tsui, and J.C.M. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2226 (1983).



Effects of weak localization and interaction of charge carriers in 2D hole gas in Ge quantum well in SiGe/Ge/SiGe heterostructure.

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

The effects of weak localization and interaction of charge carriers in a two-dimensional hole gas in a pure Ge quantum well in the SiGe/Ge/SiGe heterostructure have been investigated. The hole concentration was  $5,68 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  and mobility  $4,68 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . The resistance was measured at  $T = 46 \text{ mK} - 10 \text{ K}$  in magnetic fields up to 15 T. The magnetic field dependences of resistance exhibit Shubnikov–de Haas oscillations and steps of the quantum Hall effect. The effect of weak localization of holes

has been revealed in very weak magnetic fields ( $B < 0.1 \text{ T}$ ). This effect is responsible for a negative magnetoresistance and a growth of resistance with lowering temperature (at  $T < 2 \text{ K}$ ). The interaction effect has been detected and analyzed in a wide range of temperatures and magnetic fields. As the temperature is increase, the diffusion regime of existence of the quantum interaction correction changes first into the intermediate regime and then to the ballistic one. In all the regions the behavior of the quantum interaction-related correction demonstrated good consistency with current theoretical predictions.

**Keywords:** magnetoresistance, weak localization, interaction effect, diffusion and ballistic regime