

Положительное квазиклассическое магнитосопротивление и квантовые эффекты в германиевом квантовом канале

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

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

О.А. Миронов

*Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK
International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 50-985 Wroclaw, Poland*

Статья поступила в редакцию 12 мая 2010 г.

Изучено изменение проводимости дырочной гетероструктуры с квантовой ямой из сплава $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ в температурном интервале 0,352–7,1 К в магнитных полях до 11 Тл. Особенностью данного образца было асимметричное допирование: с разных сторон от квантового канала располагались слои $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ с концентрацией примесных атомов бора $2 \cdot 10^{18}$ и $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На фоне большого квазиклассического положительного магнитосопротивления наблюдались ярко выраженные осцилляции Шубникова–де Гааза. Изменение с полем монотонного хода магнитосопротивления хорошо описывается функцией вида $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0) \propto B^{12/7}$, предсказанной в теории, рассматривающей совместное влияние двух типов беспорядка — ближкодействующего и дальнедействующего. В температурном и магнитополевом изменении сопротивления определен вклад квантовых поправок, связанных с эффектами слабой локализации и взаимодействия носителей заряда. Их анализ выявил сильное спин-орбитальное рассеяние дырок в квантовой яме. Изучение изменения амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза с температурой и магнитным полем (с учетом монотонного хода сопротивления при изменении магнитного поля) дало возможность определить эффективную массу носителей заряда $m^* = 0,17m_0$. Исследование эффекта перегрева носителей заряда электрическим полем позволило найти температурную зависимость времени дырочно-фононной релаксации.

Вивчено змінення провідності діркової гетероструктури з квантовою ямою з сплаву $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ у температурному інтервалі 0,352–7,1 К у магнітному полі до 11 Тл. Особливістю цього зразка є асиметричне допування, так що поряд з квантовим каналом розташовувалися шари $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ з концентрацією домішкових атомів бора $2 \cdot 10^{18}$ та $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На фоні великого квазікласичного позитивного магнітоопору спостерігалися яскраво виражені осциляції Шубнікова–де Гааза. Змінення з полем монотонного ходу магнітоопору може бути гарно описано функцією виду $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0) \propto B^{12/7}$, яка була завбачена у теорії, що розглядала сумісний вплив двох типів безпорядку — близькодійуючий та далекодійуючий. У температурному та магнітопольовому зміні опору виявлено внесок квантових поправок, що пов'язані з ефектами слабкої локалізації та взаємодії носіїв заряду. Їх аналіз виявив сильне спин-орбітальне розсіювання дірок у квантовій ямі. Вивчення змінення амплітуди осциляцій Шубнікова–де Гааза з температурою та магнітним полем (з урахуванням монотонного ходу опору при зміні магнітного поля) дало можливість визначити ефективну масу носіїв заряду $m^* = 0,17m_0$. Дослідження ефекту перегріву носіїв заряду електричним полем дало змогу знайти температурну залежність часу дірково-фононної релаксації.

PACS: 72.20.Mu Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты.

Ключевые слова: квантовая яма, квазиклассическое магнитосопротивление, квантовые интерференционные эффекты.

Введение

Анализ квантовых осцилляций проводимости в магнитном поле (эффект Шубникова–де Гааза) позволяет получать ценные сведения о различных характеристиках квазичастиц в изучаемом объекте — эффективной массе носителей, их концентрации, квантовом времени релаксации, сечениях и форме поверхности Ферми и др. Теория эффекта Шубникова–де Гааза (ШдГ) берет за отправную точку сопротивление проводника в нулевом магнитном поле и предполагает отсутствие изменения этого сопротивления в магнитном поле по каким-либо причинам, кроме осцилляционных эффектов. Реально осцилляции ШдГ часто наблюдаются на фоне некоторого монотонного изменения сопротивления с ростом поля. В ряде случаев такое изменение может быть объяснено вкладом квантовых поправок, связанных с квантовыми интерференционными эффектами — слабой локализацией электронов и электрон-электронным взаимодействием. Первый эффект наблюдается в области относительно слабых магнитных полей, а второй может оказывать влияние в широкой области магнитных полей. Совместимость квантовых осцилляций проводимости с классическим релаксационным механизмом изменения сопротивления в магнитном поле в модели Лоренца проблематична. Но в двумерных (2D) электронных системах предсказан [1] квазиклассический механизм изменения сопротивления в магнитном поле, основанный на учете циклотронного движения электронов по квантовым орбитам в магнитном поле и «эффектах памяти». Эти представления в последнее время активно развиваются.

Квазиклассическое магнитосопротивление 2D электронного газа

В работе [1] впервые отмечено, что в 2D электронном газе в магнитном поле могут проявиться особенности в поведении магнитосопротивления, имеющие квазиклассическую природу. Авторы обратили внимание на существенное отличие в поведении электронов в магнитном поле в трехмерном и двумерном случаях. В трехмерном электронном газе движение электрона в сильном магнитном поле по циклотронной орбите сопровождается перемещением вдоль поля так, что электрон неизбежно встречается с примесью и рассеивается на ней. В двумерном случае при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости двумерной проводящей системы движение электрона вдоль поля невозможно. В сильном магнитном поле в 2D электронном газе имеются электроны, которые неограниченно движутся по круговым траекториям вокруг примеси или, периодически сталкиваясь с одной и той же примесью, образуют траектории вокруг нее в виде розетки. Такое движение электронов является финит-

ным. Если же в процессе движения по розетке электрон сталкивается с другой примесью и далее такой процесс повторяется, движение становится инфинитным. Финитное движение электрона вокруг примеси соответствует локализации электрона вблизи примеси, и такие электроны не вносят вклад в ток. Поведение магнитосопротивления (МС) определяется вероятностью того, что электрон не встретится с примесью. Эта вероятность функционально выражается как $\exp(-2\pi r_c / l)$, где $r_c = \hbar k / eB$ — циклотронный радиус, k — волновой вектор, l — длина свободного пробега электрона [2]. В условиях малой концентрации примеси должно проявиться отрицательное МС, которое не следует из кинетического уравнения Больцмана. В работе [1] авторы отметили, что кинетическое уравнение предполагает полную стохастичность рассеяния, иначе говоря, отсутствие памяти о предыдущих актах рассеяния. В рассмотренной задаче считается, что электрон на финитной траектории неограниченно долго помнит движение через область, свободную от примесей, а на инфинитных траекториях длительно помнит о предыдущих столкновениях.

Эффекты памяти в электронной кинетике (немарковские процессы) приводят к ограничению применимости стандартного кинетического уравнения Больцмана [3]. Рассмотрению квазиклассического отрицательного МС посвящено несколько теоретических работ [4–6]. В работах [4,5] выполнены модельные численные расчеты магнитосопротивления системы 2D электронов, рассеивающихся на случайно распределенных примесях. Продемонстрировано изменение сопротивления в магнитном поле в согласии с предсказаниями [1,2]. При этом в зависимости от величины параметра $\beta = \omega_c \tau_{tr}$ ($\omega_c = eB / m^*$ — циклотронная частота) при $\beta \ll 2a / l$ (a — радиус рассеивающего центра) наблюдается линейное отрицательное МС, а при $\beta > 2a / l$ — квадратичное отрицательное МС.

В работе [6] рассмотрена модель, в которой рассеяние электронов происходит на случайно распределенных сильных рассеивателях (примесях, антидотах), описываемых близкодествующим потенциалом, и одновременно на гладком случайном дальнедействующем потенциале. Сочетание двух типов разупорядочения дает новую картину, отличную от результатов, полученных при одном типе разупорядочения. Такая модель отражает ситуацию в реальных квантовых ямах, в которых на некотором удалении от квантового канала помещен слой, легированный примесными атомами, обеспечивающими появление носителей в квантовом канале. Этот слой, как правило, отделен от квантового канала тонким чистым слоем (спейсером). При малой концентрации примесей ($n_s^{-1/2} \gg a \gg k_F^{-1}$, n_s и a — концентрация антидотов и их радиус, k_F — фермиевское волновое число) результат, полученный в [6], имеет вид $\Delta \rho_{xx} / \rho_0 = -\omega_c^2 / \omega_0^2$, $\omega_0 = (2\pi n_s)^{1/2} v_F (2l_s / l_L)^{1/4}$,

v_F — фермиевская скорость, l_s и l_L — длина свободного пробега для близкодействующего и дальнедействующего потенциалов соответственно. Таким образом, должно наблюдаться квадратичное отрицательное МС, которое, как показано, насыщается с ростом магнитного поля.

Экспериментальные наблюдения отрицательного магнитосопротивления (см. [5–8]) хорошо соответствуют предсказаниям теоретических работ.

Эффекты памяти в 2D электронном газе при определенных значениях параметров дают квазиклассическое положительное магнитосопротивление [9,10]. Хронологически ранее в работе [11] был выполнен расчет магнитосопротивления 2D электронного газа в скоррелированном случайном магнитном поле и получено квадратичное отрицательное МС в слабых полях вида $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = -0,06(\omega_c\tau_{tr})^2$ и положительное квазиклассическое МС при $\omega_c\tau_{tr} \geq 1$. Авторы работы [9] рассмотрели две задачи для 2D электронов, двигающихся в (1) гладком случайном дальнедействующем потенциале или (2) случайном магнитном поле. Предполагалось, что корреляционная длина беспорядка d достаточно велика: $k_F d \gg 1$, а кроме того, длина свободного пробега в нулевом поле $l \gg d$. Эффект для квазиклассического МС при случайном магнитном поле оказался более значительным, чем для случайного дальнедействующего потенциала. В первом случае положительное магнитосопротивление квадратично $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = 2(d/l)(\omega_c\tau)^2$ в полях B меньших, чем B_0 , которое порядка амплитуды флуктуаций магнитного поля, и линейно ($\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = B/B_0$) в больших полях. Квазиклассическое положительное магнитосопротивление в случае дальнедействующего потенциала при $\omega_c\tau \leq (l/d)^{2/3}$ описывается степенной зависимостью вида $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 \propto (d/l)^3(\omega_c\tau)^{9/7}$. Таким образом, степень влияния квазиклассичности определяется отношением d/l .

Наиболее полный анализ проявления квазиклассичности в магнитосопротивлении 2D электронного газа дан в работе [10], где рассмотрена, как и в [6], модель случайно распределенных близкодействующих рассеивателей (примесей, антидотов) в присутствии случайного гладкого дальнедействующего потенциала. Авторы проанализировали эти эффекты при всевозможных соотношениях параметров. При высокой концентрации рассеивателей n_s и гладком гауссовом беспорядке дальнедействующего потенциала эффекты памяти дают положительное МС, которое описывается дробными степенями магнитного поля. Такое поведение магнитосопротивления связано с перколяцией дрейфующих циклотронных орбит, ограниченной рассеянием электронов на примесях, и управляется параметром $p = l_s/\sqrt{dl_L}$. Так, при $p \gg 1$ в малых полях $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{12/7}$, а далее с ростом поля (при $d/r_c \geq 1$) должна наблюдаться зависимость $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{10/7}$ и в

пределе сильных полей ($d/r_c \simeq p^{3/10}$) зависимость $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{10/13}$. С уменьшением n_s в квантовом канале появляется новая динамика процессов рассеяния, определяемая малым параметром $n_s r_c d$, приводящая к отрицательному МС. Перколяция циклотронных орбит в условиях их диффузии определяет зависимость $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{-1} \ln B$ в области слабых полей, которая реализуется перед тем, как перколяция становится эффективной. Отрицательное магнитосопротивление в малых и промежуточных магнитных полях реализуется также при переходе от диффузионного к дрейфовому режиму. Во всех случаях отрицательное МС насыщается и с увеличением поля под влиянием перколяции наступает рост сопротивления, так что в больших магнитных полях производная сопротивления по полю имеет положительный знак и должно наблюдаться положительное МС.

Следует отметить, что в литературе уже представлена попытка связать положительное магнитосопротивление с предсказаниями работы [10]. Так, в работе [12] экспериментально наблюдаемое большое положительное МС в гетероструктуре AlGaAs/GaAs авторы трактовали как проявление квазиклассического МС. Наблюдаемое изменение сопротивления в магнитном поле описывалось зависимостью $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^\alpha$, где $0,9 < \alpha < 1,1$. Такое поведение авторы [12] связывают с предсказанными в работе [10] зависимостями $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{10/7}$ и $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{10/13}$, однако приходят к выводу, что согласие с теорией [10] является лишь качественным.

Объект исследования

Исследуемый образец, полученный методом молекулярной лучевой эпитаксии, представляет собой гетероструктуру, содержащую квантовую яму из сплава $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ с двумерным дырочным газом и имеет следующий вид. На подложке из монокристаллического кремния производилось эпитаксиальное наращивание слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с возрастающим содержанием германия, вплоть до $x = 0,6$. Далее идут: слой однородного состава $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (толщиной $\delta = 700$ нм), слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ допированный бором с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чистый слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (спейсер, $\delta = 5$ нм), $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ канал ($\delta = 9$ нм), чистый слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (спейсер, $\delta = 5$ нм), слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ ($\delta = 5$ нм), допированный бором с концентрацией $n_L = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чистый слой $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ и покрытие из кремния. Таким образом, квантовая яма с одной стороны отделена спейсером от слабодопированного бором слоя $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (слой А), а с другой стороны отделена спейсером от сильно допированного бором слоя $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (слой В).

При понижении температуры от комнатной до 20 К сопротивление системы уменьшается от 960 до 247 Ом/квadrat и при дальнейшем понижении температуры (до 0,352 К) изменяется незначительно от 247

до 257 Ом/квадрат. Падение сопротивления происходит под влиянием формирования проводящей 2D системы в квантовом канале с металлической проводимостью. С этим процессом конкурирует изменение проводимости сильно допированного слоя В. При охлаждении от комнатной до гелиевой температуры примерно 60% от общего числа дырок, которые могут быть созданы находящимися в слоях А и В атомами бора как акцепторами, переходят в квантовую яму. Относительно остальных потенциальных носителей можно полагать, что при охлаждении идет свойственный легированным полупроводникам процесс экспоненциального уменьшения концентрации свободных носителей, в результате чего сопротивление слоя В экспоненциально возрастает. Проявлением конкурентной борьбы процесса формирования квантового канала, сопровождающегося уменьшением сопротивления системы при понижении температуры, и процесса экспоненциального уменьшения концентрации носителей в слое В, сопровождающегося ростом сопротивления, является особенность на температурной зависимости сопротивления при 168–190 К (рис. 1). На вставке эта особенность изображена в координатах $\ln \rho_{xx}$ от $1/T$, где видно, что центральный участок описывается функцией $\rho_{xx} \propto \exp(\Delta E/k_B T)$, однако величина ΔE под влиянием конкурирующего процесса оказалась меньше, чем энергия активации дырок в легированном боре кремния.

Обсудим также и другой вероятный процесс, состоящий в том, что примесные атомы бора самооргани-

зуются и образуют δ -слой, в который частично уходят избыточные носители, образуя проводящий канал. Однако, как известно (см., например, [13]), подвижность носителей в δ -слоях на два–три порядка меньше, чем подвижность носителей в совершенных гетероструктурах с квантовым каналом. В этом варианте слой В будет обладать очень большим сопротивлением по сравнению с сопротивлением квантового канала (по оценкам не менее 600 кОм) и, следовательно, этот слой при гелиевых температурах не может дать шунтирующий вклад в измеряемое сопротивление гетероструктуры.

Изменение сопротивления образца в магнитном поле (рис. 2) демонстрирует при гелиевых температурах хорошо выраженные осцилляции Шубникова–де Гааза, связанные с магнитным квантованием 2D дырочного газа в квантовой яме. Осцилляции наблюдаются на фоне восходящей кривой; в поле 11 Тл сопротивление образца при 0,352 К более чем в два раза превосходит сопротивление в нулевом магнитном поле. Концентрация дырок p_H при $T \leq 4,5$ К, определенная из эффекта Холла, равна $2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а из анализа осцилляций ШдГ составляет $p_{SdH} = 2,98 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Анализ температурного и магнитополевого изменения амплитуды осцилляций ШдГ (см. ниже) позволил найти эффективную массу дырок $m^* = 0,17 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Далее для $T = 0,352$ К из проводимости в нулевом магнитном поле были получены транспортное время свободного пробега носителей $\tau_{tr} \cong 1 \cdot 10^{-12}$ с, длина свободного пробега квазичастиц $l_{tr} \cong 2,5 \cdot 10^{-5}$ см и подвижность $\mu \cong 0,92 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

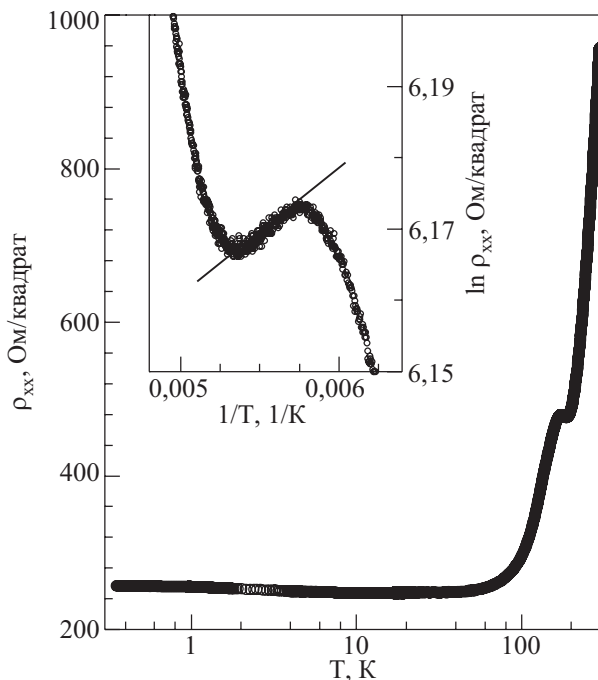


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $\rho_{xx}(T)$. На вставке: участок зависимости $\rho_{xx}(T)$ от 156–208 К в координатах $\ln \rho_{xx}$ от $1/T$, демонстрирующий реализацию зависимости $\rho_{xx}(T) \propto \exp(\Delta E/k_B T)$ (прямая линия).

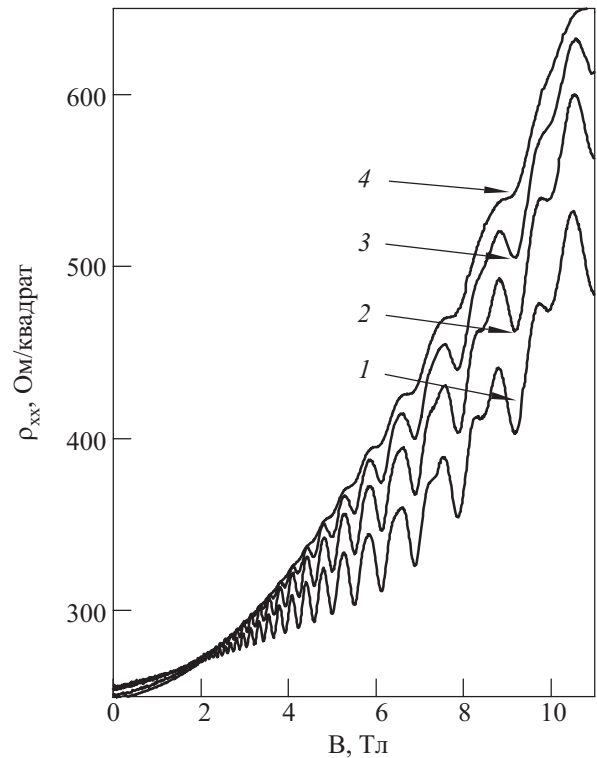


Рис. 2. Магнитополевые зависимости сопротивления $\rho_{xx}(B)$ при температурах, К: 0,352 (1), 1,52 (2), 4,56 (3), 7,1 (4).

Другие важные микрохарактеристики носителей определялись по формулам для 2D электронного газа. Так, фермиевское волновое число $k_F = (2\pi\rho)^{1/2}$ найдено равным $4,14 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$, энергия Ферми $\varepsilon_F = \pi\hbar^2\rho/m^*$ составляет 33 мэВ, фермиевская скорость $v_F = (\hbar/m^*)(2\pi\rho)^{1/2}$ равна $2,4 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, коэффициент диффузии $D = v_F^2\tau/2$ имеет значение $2,8 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Монотонная составляющая магнитосопротивления

При анализе экспериментальных зависимостей магнитосопротивления была выделена его монотонная составляющая. В области проявления осцилляций монотонная составляющая определялась как геометрическое место серединных точек между минимумами и максимумами осциллирующих кривых. На рис. 3 представлены участки экспериментальных кривых $\rho_{xx}(B)$ до 6 Тл.

Для апробирования предположения о том, что рост монотонной составляющей кривых $\rho_{xx}(B)$ представляет собой квазиклассическое МС, следует обратиться к работе [10]. Структура образца такова, что слой В, сильно допированный атомами бора, совместно со слабо допированным атомами бора слоем А создает случайный дальнедействующий потенциал для квазичастиц в квантовой яме. Мы полагаем, что корреляционная длина d для этого потенциала мала: в предельном случае порядка среднего расстояния между примесными атомами бора в допированном слое В $d \sim a_L \approx n_L^{-1/3}$, что составляет 5 нм, а с учетом того, что активными в акцепторном процессе являются лишь половина примесных атомов бора, то эта величина составляет 7 нм. Предполагаемая малость корреляционной длины определяет явную немалость параметра $p = l_s / \sqrt{dl_L}$ в теории [10]. Длины свободного пробега l_s и l_L не известны, известна лишь образуемая ими транспортная длина свободного пробега $l_{tr} \approx 2,5 \cdot 10^2 \text{ нм}$. Следует полагать, что при малой корреляционной длине ($d \ll l_{tr}$) и чистом канале $l_L < l_s$. Даже в случае, когда эти величины оказываются одного порядка, параметр p превышает единицу. В работе [10] результаты расчетов схематически представлены в координатах $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0)$ от d/r_c , $r_c = \hbar k / eB$ — циклотронный радиус. Используя найденное значение $k_F = 4,14 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$, для максимального на рис. 2 поля $B = 11 \text{ Тл}$ получаем $d/r_c = 0,11$. Согласно теории [10] до значения $d/r_c = 1$ должна наблюдаться зависимость $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{12/7}$. Рисунок 3 показывает, что для температур 3,6; 4,56; 7,1 К экспериментальные данные хорошо описываются этой зависимостью. В работе [10], показано, что из-за адиабатической локализации носителей при относительно малой концентрации рассеивателей появляется отрицательное МС в области малых магнитных полей, которое описывается зависимостью $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{-1} \ln B$, и далее следует минимум, предшествующий появлению зависимости $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^{12/7}$.

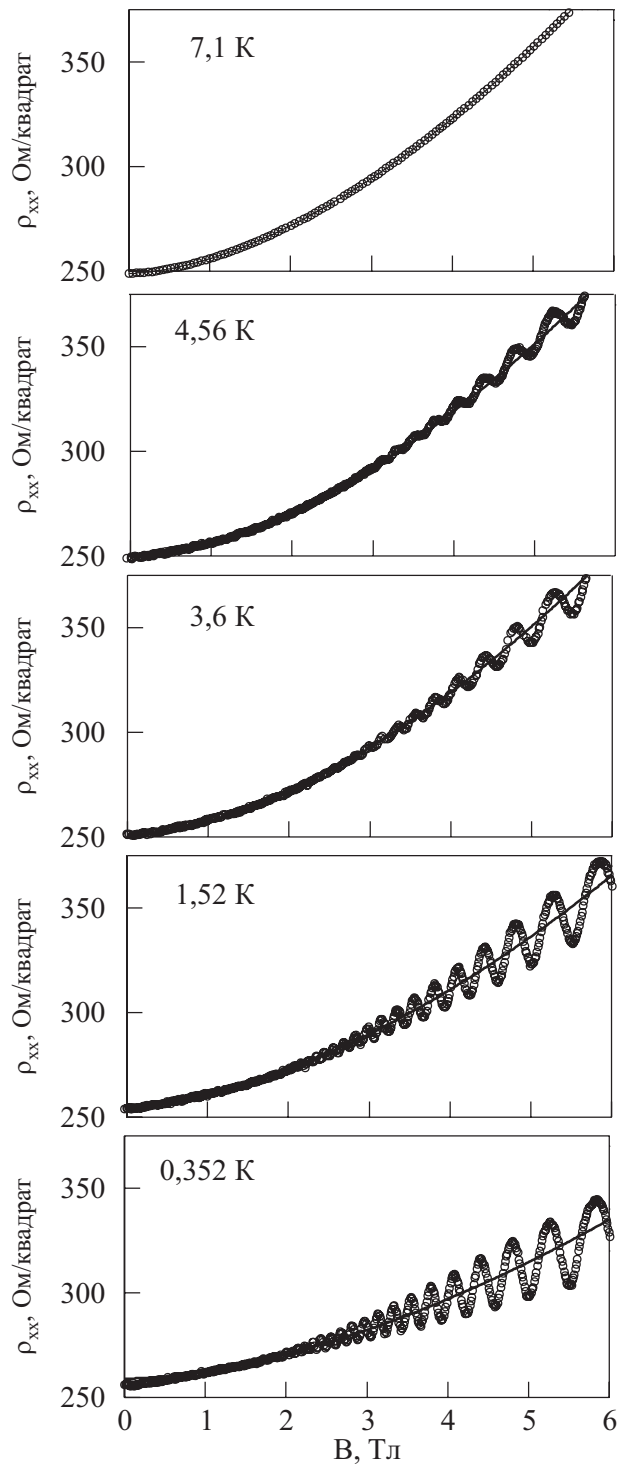


Рис. 3. Магнитопольные зависимости сопротивления $\rho_{xx}(B)$ при различных температурах. Сплошные линии — описание монотонного хода магнитосопротивления зависимостями вида $\rho_{xx} \propto B^{12/7}$ [10].

Более подробные записи изменения магнитосопротивления вблизи $B = 0$ выявили существование минимума в поле $B \approx 0,1 \text{ Тл}$ (рис. 4), который может трактоваться как предсказанный в работе [10]. Пунктирная кривая на рис. 4 в области ниспадающего участка экс-

периментальной кривой соответствует функции $B^{-1} \ln B$. Положение минимума согласно теории [10] находится на шкале d/r_c вблизи значения $(n_s d^2)^{1/2}$ (n_s — концентрация эффективных рассеивателей в квантовом канале). Из равенства $(n_s d^2)^{1/2} = d/r_{c \min}$ следует соотношение $n_s = 1/r_{c \min}^2$, отвечающее развитой в этой работе концепции. Оно позволяет оценить концентрацию эффективных рассеивающих центров в квантовом канале: $n_s = 1,35 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Следовательно, среднее расстояние между рассеивателями в квантовом канале $a_s = n_s^{-1/2}$ равно $2,72 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Если эту величину рассматривать в качестве длины свободного пробега носителей в квантовом канале l_s , то из соотношения $1/l_{tr} = 1/l_s + 1/l_L$ при $l_{tr} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ получаем оценку $l_L \simeq 2,75 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Отсюда следует, что параметр теории [10] $p = l_s / \sqrt{dl_L}$ заведомо больше единицы. Это еще раз подтверждает оправданность применения этой теоретической модели для описания экспериментальных кривых зависимостями вида $\rho_{xx}(B) / \rho_{xx}(0) \propto B^{12/7}$.

Следует отметить, что экспериментальные кривые для температур 1,59 и 0,352 К в области полей после минимума имеют слабый прогиб вверх, так что расчетные кривые вида $\rho_{xx}(B) / \rho_{xx}(0) \propto B^{12/7}$, хорошо описывающие экспериментальные данные в области полей 0,9–5 Тл, при $B \rightarrow 0$ дают значение ρ_0 , большее, чем наблюдается в эксперименте (рис. 5). Мы предположили, что такая особенность этих экспериментальных кривых связана с вкладом квантовых поправок

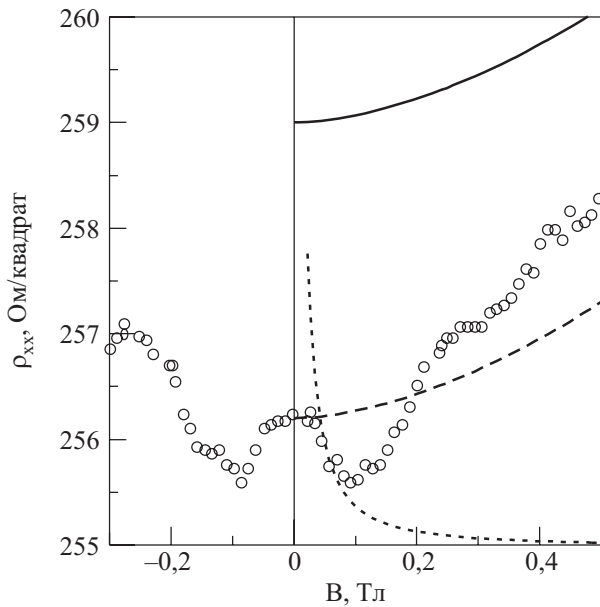


Рис. 4. Магнитополевые зависимости сопротивления $\rho_{xx}(B)$ при $T = 0,352 \text{ К}$ в слабых магнитных полях. Сплошная линия — описание монотонного хода магнитосопротивления в области полей 0,9–5 Тл зависимостью вида $\rho_{xx} \propto B^{12/7}$, штриховая линия — та же линия, смещенная к значению $\rho_{xx}(B=0)$, пунктирная линия соответствует функции $\rho_{xx} \propto B^{-1} \ln B$ (см. текст).

к проводимости, появляющихся из-за квантовых интерференционных эффектов — слабой локализации электронов [14,15] и электрон-электронного взаимодействия [16–18].

Квантовые интерференционные эффекты

Получить представление о квантовых интерференционных поправках, влияющих на поведение магнитосопротивления при температурах 0,352 и 1,51 К, можно с помощью сдвига расчетной кривой на рис. 3 (сплошная линия на рис. 5) так, чтобы она при $B=0$ совпала со значением сопротивления в этой точке (штриховая линия на рис. 5). Квантовые поправки, как правило, увеличивают сопротивление, и по мере их разрушения магнитным полем сопротивление образца уменьшается. Но локализационная квантовая поправка при сильном спин-орбитальном взаимодействии уменьшает сопротивление, которое возрастает в магнитном поле вблизи $B=0$. Именно это наблюдается на экспериментальных кривых для температур 0,352 и 1,59 К. Величину прироста сопротивления $\Delta\rho$ в функции магнитного поля можно построить, взяв разность между штриховой линией и экспериментальной кривой. Воспользовавшись простым преобразованием $\Delta\rho$ в $\Delta\sigma$ в условиях их малости: $-\Delta\sigma = \Delta\rho / \rho_0 \rho_B$, можно далее построить зависимость $\Delta\sigma(B)$ и проанализировать ее в рамках теоретических представлений о квантовых интерференционных эффектах.

На рис. 6 представлено описание полученной зависимости для $\Delta\sigma(B)$ при $T = 0,352 \text{ К}$ суммой вкладов двух квантовых поправок к проводимости, связанных с эффектом слабой локализации (штриховая линия)

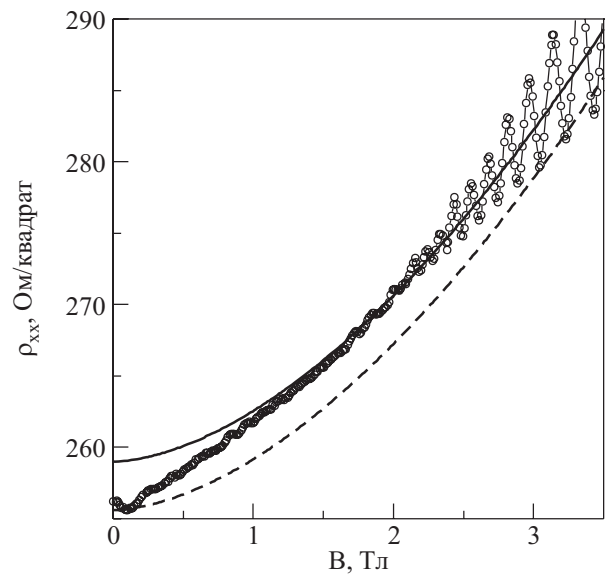


Рис. 5. Магнитополевые зависимости сопротивления $\rho_{xx}(B)$ при $T = 0,352 \text{ К}$ в слабых магнитных полях. Сплошная и штриховая линии — описание монотонного хода магнитосопротивления зависимостями вида $\rho_{xx} \propto B^{12/7}$ (см. текст).

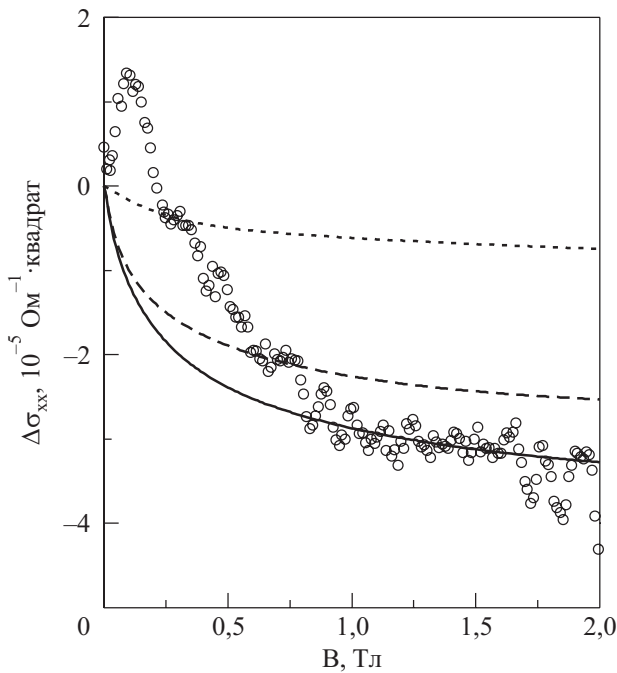


Рис. 6. Магнитополовое изменение квантовых поправок к проводимости $\Delta\sigma_B^{WL}$ (штриховая линия) и $\Delta\sigma_B^{EEI}$ (пунктирная линия) при температуре 0,352 К. Сплошная линия — магнитополовое изменение суммарной квантовой поправки к проводимости $\Delta\sigma_B^{WL} + \Delta\sigma_B^{EEI}$.

и эффектом электрон-электронного взаимодействия (пунктирная кривая).

Для описания квантовой поправки к проводимости двумерной электронной системы, связанной с эффектом слабой локализации, в перпендикулярном магнитном поле использовано выражение [17]:

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

где $f_2(x) = \ln x + \Psi(1/x + 1/2)$, Ψ — логарифмическая производная Γ -функции, D — коэффициент диффузии электронов, τ_{φ} — время фазовой релаксации электронов, $(\tau_{\varphi}^*)^{-1} = \tau_{\varphi}^{-1} + (4/3)\tau_{so}^{-1}$, а τ_{so} — время спин-орбитального взаимодействия. Функция $f_2(x)$ имеет такие асимптотические значения: $x^2/24$ при $x \ll 1$ и $\ln(x/7,12)$ при $x \gg 1$.

Квантовая поправка к проводимости 2D электронной системы, связанная с эффектом взаимодействия в диффузионном канале, в перпендикулярном магнитном поле имеет вид [19]:

$$\Delta\sigma_B^{EEI} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda_B^D g_2(h), \quad h = \frac{g\mu_B B}{k_B T}. \quad (2)$$

$$\text{Функция } g_2(h) = \int_0^{\infty} d\Omega \frac{d^2}{d\Omega^2} [\Omega N(\Omega)] \ln \left[1 - \frac{\hbar^2}{\Omega^2} \right],$$

$N(\Omega) = [\exp \Omega - 1]^{-1}$ (g — фактор Ланде). Асимптотические значения этой функции: $0,084h^2$ при $h \ll 1$ и

$\ln(h/1,3)$ при $h \gg 1$. Как видим, функции (1) и (2) дают в области больших полей зависимость типа $\ln B$. Величина λ_B^D представляет собой обобщенную константу взаимодействия. В случае экранированного кулоновского взаимодействия $\lambda_B^D = -F_0^{\sigma} / 2$ [19], где F_0^{σ} — фермижидкостная константа взаимодействия в триплетном канале.

Искомые величинами при сопоставлении функций в уравнениях (1) и (2) с экспериментальной кривой являются τ_{φ} и τ_{so} в (1) и F_0^{σ} в (2). Для функции (1), при температуре 0,352 К мы нашли $\tau_{\varphi} = 1,8 \cdot 10^{-12}$ с и $\tau_{so} = 7 \cdot 10^{-15}$ с. При построении функции $\Delta\sigma_B^{EEI}$ использовано значение $g = 4,3$ для германиевой квантовой ямы [20], а для F_0^{σ} найдено значение $F_0^{\sigma} = -0,4$, при котором суммарная квантовая поправка (сплошная линия на рис. 6) наилучшим образом описывает экспериментальную кривую в асимптотической области логарифмического изменения B . Однако при малых полях такое сопоставление расчетных кривых с экспериментальной зависимостью не удалось осуществить из-за обнаружившегося минимума на кривой квазиклассического сопротивления. Отметим, что в суммарной квантовой поправке определяющая роль принадлежит вкладу эффекта слабой локализации, а квантовая поправка, связанная с эффектом взаимодействия, относительно мала.

При анализе эффекта слабой локализации обнаружилось, что время спин-орбитального рассеяния τ_{so} существенно меньше, чем время релаксации фазы волновой функции носителей τ_{φ} . Для найденных при температуре 0,352 К значений τ_{φ} и τ_{so} выполняется сильное неравенство $\tau_{so} \ll \tau_{\varphi}$ (τ_{so} не зависит от температуры); при более высоких температурах измерений это неравенство сохраняется. С нашей точки зрения, причиной возникновения сильного спин-орбитального взаимодействия в изучаемом объекте является существование вблизи границ квантового канала градиента потенциала, связанного с полем электрически заряженных примесных атомов бора в слоях А и В. В области существования градиента потенциала $\nabla V(\mathbf{r})$ спиновое состояние электрона изменяется. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия имеет вид [21]:

$$H_{so} = \frac{\hbar^2}{(2m_0)^2} [\nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p}] \hat{\sigma}, \quad (3)$$

где \mathbf{p} — квазиимпульс электрона, $\hat{\sigma}$ — матрица Паули. Спин электрона ориентируется перпендикулярно его импульсу и градиенту потенциала, т.е. параллельно гетерогранице. Согласно теории [22,23], развитой для 2D электронного газа в гетеропереходах в полупроводниках, в энергетическом спектре электронов появляются две спиновые ветви:

$$E^{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k \quad (4)$$

(α — параметр спинового расщепления) и возникает спиновая щель

$$\Delta_s = E^+ + E^- = 2\alpha k_F.$$

Существование двух ветвей в спектре электронов с разной поляризацией спина определяет дополнительный канал для спин-орбитального процесса, что и обуславливает сильное уменьшение времени спин-орбитального рассеяния. Следовательно, соседство с квантовой ямой слоев с заряженными примесными атомами создает не только случайный дальнедействующий потенциал для 2D электронного газа, но и приводит к сильному спин-орбитальному рассеянию.

Квантовые поправки к проводимости определяют также аномальное изменение сопротивления изучаемого объекта с температурой (рис. 7). Температурная зависимость локализационной квантовой поправки к проводимости 2D электронной системы описывается соотношением [15]:

$$\Delta\sigma_T^{WL} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{3}{2} \ln \frac{\tau_{\varphi}^*}{\tau} - \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{\varphi}}{\tau} \right], \quad (5)$$

τ — упругое время рассеяния. На рис. 8 точками представлена полученная из экспериментальных данных для $\rho(T)$ (рис. 7) температурная зависимость суммарной квантовой поправки к проводимости в координатах $\Delta\sigma_T$ от $\ln T$. Штриховая линия показывает результаты расчета $\Delta\sigma_T^{WL}$ по соотношению (5), в котором использованы сведения о τ_{φ} , τ_{φ}^* и τ_{so} , полученные при анализе квантовых поправок к проводимости в магнитном поле, и использована температурная зависимость $\tau_{\varphi} \propto T^{-1/2}$, найденная в работе [24] для германиевой квантовой ямы.

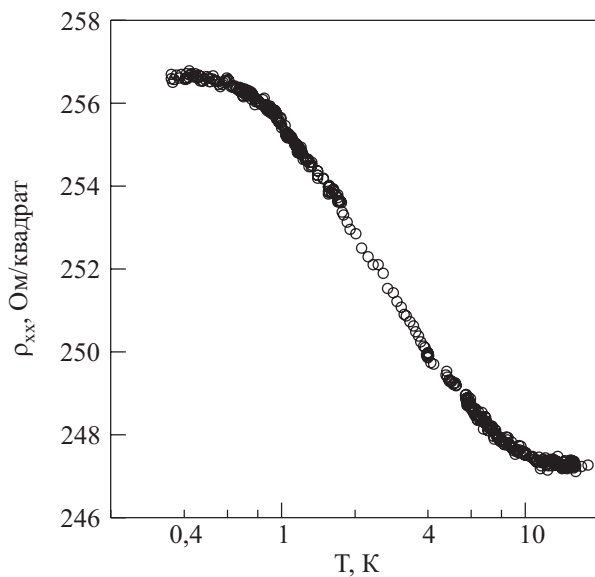


Рис. 7. Температурная зависимость сопротивления гетероструктуры при температурах 0,352–20 К.

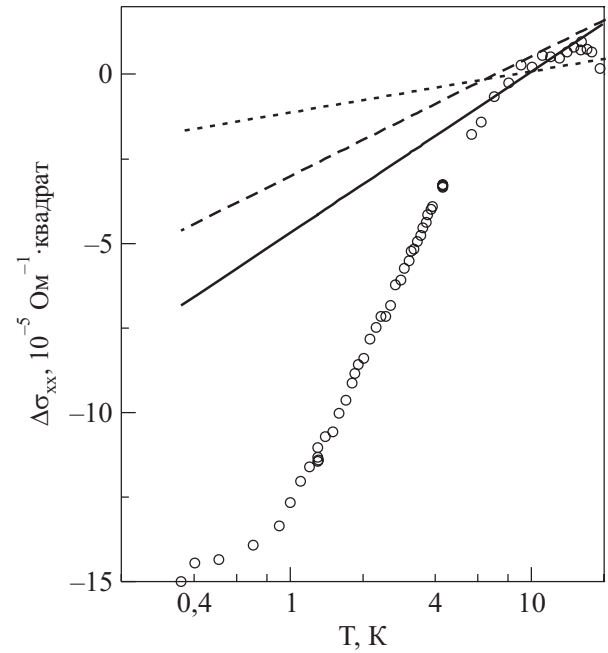


Рис. 8. Температурное изменение квантовых поправок к проводимости $\Delta\sigma_T^{WL}$ (штриховая линия) и $\Delta\sigma_T^{EEI}$ (пунктирная линия). Сплошная линия — магнитополеное изменение суммарной квантовой поправки к проводимости $\Delta\sigma_B^{WL} + \Delta\sigma_B^{EEI}$.

Температурная зависимость поправки взаимодействия для 2D электронной системы в диффузионном режиме ($k_B T \tau / \hbar < 1$) имеет вид [16,18]:

$$\Delta\sigma_T^{EEI} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \lambda_T^D \ln \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right). \quad (6)$$

Константа взаимодействия λ_T^D определяется формулой [25]:

$$\lambda_T^D = \left(4 - 3 \frac{(1 + F_0^\sigma / 2) \ln(1 + F_0^\sigma / 2)}{F_0^\sigma / 2} \right).$$

При расчете по соотношению (6) мы использовали найденное значение $F_0^\sigma = -0,4$. На рис. 8 расчетная зависимость $\Delta\sigma_T^{EEI}$ изображена пунктирной линией. Видно, что суммарная квантовая поправка (сплошная линия) недостаточна для описания экспериментальной зависимости. Возникший дискрипанс между суммарной поправкой и экспериментальной кривой указывает на существование какого-то дополнительного вклада в температурное изменение сопротивления изучаемой системы. Как мы выяснили, этот вклад очень хорошо описывается эмпирической зависимостью $\Delta\sigma_0 = A \exp(-\Delta E / k_B T)$, присущей некоторому активационному процессу. Значение энергии активации ΔE составляет 0,2 мэВ. Существование вблизи основного состояния носителей в квантовой яме некоего уровня, обеспечившего активацию с энергией 0,2 мэВ, можно объяснить, как мы полагаем, следующим образом. В связи с естественной шероховатостью гетерограниц в

реальной гетероструктуре имеют место вариации толщины слоя Si_{0,05}Ge_{0,95}, образующего квантовую яму. Поскольку толщина слоя меняется дискретно, а именно на толщину монослоя атомов, то соответствующие квантовые уровни оказываются отделенными от основного квантового уровня для доминирующей толщины слоя.

Положение энергетических уровней в прямоугольной квантовой яме определяется выражением [26]:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L^2} v^2, \quad (7)$$

где L — ширина квантовой ямы, v — номер уровня. Для средней толщины слоя Si_{0,05}Ge_{0,95} $L = 90 \text{ \AA}$ энергия первого уровня E_1 составляет 27,3 мэВ, второго — $E_2 = 109,2 \text{ мэВ}$ и т.д. Высота атомной ступеньки на грани (100) германия составляет 1,4 \AA . Если в слое Si_{0,05}Ge_{0,95} имеются протяженные участки, на которых толщина меньше на эту величину, т.е. толщина составляет $L = 88,6 \text{ \AA}$, то энергия первого квантового уровня оказывается равной 28,2 мэВ. Здесь квантовый уровень отделен просветом $\Delta E = 0,9 \text{ мэВ}$ от основного квантового уровня для средней толщины. Численное расхождение этой величины с найденной энергией активации связано с условностью описания квантовой ямы моделью прямоугольной потенциальной ямы. Таким образом, существует активационный процесс, перераспределяющий носители заряда как по энергии, так и в координатном пространстве в слое Si_{0,05}Ge_{0,95}.

Анализ амплитуды осцилляций Шубникова—де Гааза

Анализ температурного и магнитополевого изменения амплитуды осцилляций ШдГ позволяет определить эффективную массу m^* и квантовое время рассеяния τ_q квазичастиц.

Изменение сопротивления двумерного газа носителей заряда под влиянием магнитного квантования согласно [27] описывается формулой:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 + 4 \sum_{s=1}^{\infty} \left(\frac{\Psi_s}{\text{sh } \Psi_s} \right) \exp \left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q} \right) \cos \left(\frac{2\pi s \varepsilon_F}{\hbar \omega_c} - \Phi \right) \right], \quad (8)$$

где σ_0 — проводимость при $B = 0$; выражение $\Psi = 2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)$ определяет температурную и магнитополевую зависимости амплитуды осцилляций, τ_q — квантовое (одночастичное) время релаксации носителей заряда, определяющее столкновительное уширение уровней Ландау, Φ — фаза. В простейшем случае в формуле (8) достаточно использовать $s = 1$. Эффективная масса m^* входит в выражения для циклотронной частоты и энергии Ферми ε_F . В двумерном случае $\varepsilon_F = \pi \hbar^2 n / m^*$ (n — концентрация носителей заряда). Из последнего выражения видно, что из периода осцилляций по обратному магнитному полю

можно определить концентрацию носителей, если известна их эффективная масса m^* .

Под амплитудой осцилляций ΔR будем подразумевать отклонение сопротивления в максимуме или минимуме от монотонного хода сопротивления. Для определения эффективной массы надо построить зависимость $\ln \left[\frac{\Delta R \text{ sh } \Psi}{R_0 \Psi} \right]$ от $1/(\omega_c \tau_q)$ или $1/(\omega_c \tau)$,

если ввести параметр $\alpha = \tau/\tau_q$. Вместо $\omega_c \tau$ можно использовать эквивалентную величину μB . При таком построении точки, отвечающие экстремумам с различными квантовыми номерами v , должны лечь на единую прямую с углом наклона $\pi \alpha$. Эффективная масса m^* является подгоночным параметром, обеспечивающим совмещение точек, относящихся к различным температурам и магнитным полям на единой кривой. Отметим, что согласно формуле (8) в области предельно сильных магнитных полей, при $1/\omega_c \tau \rightarrow 0$, построенная зависимость должна стремиться к значению $\ln 4 = 1,386$, так как в этом случае функция $\Psi / \text{sh } \Psi \rightarrow 1$.

Мы выполнили описанные построения, используя в формуле (8) значение сопротивления в нулевом поле $\rho_0 \sim 1/\sigma_0$, и получили совмещение всех экспериментальных точек на единой прямой (штриховая линия на рис. 9), но экстраполяция этой прямой к $1/\omega_c \tau \rightarrow 0$ не дает значение $\ln 4$.

Причиной такого расхождения с формулой (8) является сильное изменение в нашем случае монотонной составляющей магнитосопротивления. Фактически от-

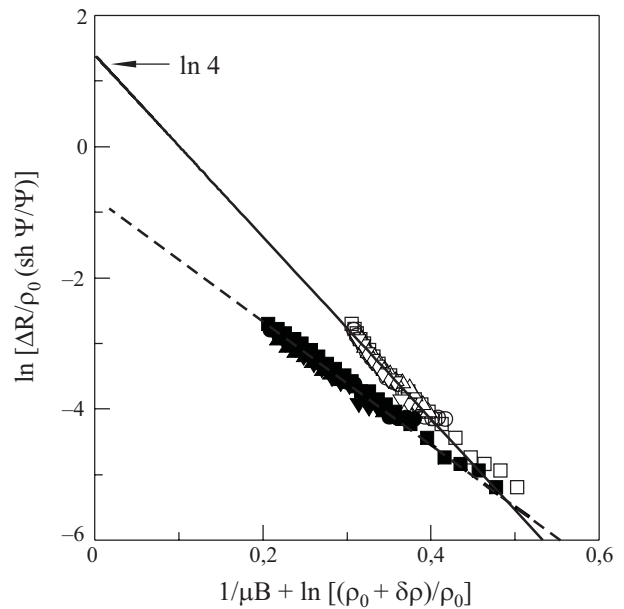


Рис. 9. Иллюстрация процедуры численного расчета m^* , выполненного при различных температурах, К: 0,352 (□), 1,59 (○), 3,6 (▽), 4,56 (△). Темные значки — результат расчетов согласно (8) при $\sigma_0^{-1} = \rho_0(B = 0)$; светлые значки — результат расчетов с учетом магнитополевого изменения монотонного хода сопротивления.

клонение значений сопротивления в минимумах и максимумах осцилляций ШдГ происходит не от ρ_0 , а от значений ρ_B , определяемых ходом монотонной составляющей МС. Мы проверили это предположение. Если записать $\rho_B = \rho_0 + \delta\rho(B)$, то по оси абсцисс на рис. 9 надо использовать (с точностью до постоянного слагаемого) $1/\mu B + \ln[(\rho_0 + \delta\rho(B))/\rho_0]$ (для штриховой прямой на рис. 9 $\delta\rho(B) = 0$). Сплошная линия на рис. 9 демонстрирует полученный результат: построенная прямая экстраполируется при $1/\omega_c\tau \rightarrow 0$ к значению $\ln 4$. Найденная величина эффективной массы составляет $m^* = 0,17m_0$, а $\alpha = 4,4$.

Температурная зависимость времени дырочно-фононной релаксации

Выполненные экспериментальные наблюдения изменения сопротивления квантового канала при изменении температуры и магнитного поля позволяют получить сведения о времени дырочно-фононной релаксации τ_{hph} , которое не присутствует явно в измеренных свойствах при гелиевых температурах. Это время можно определить при исследовании эффекта электронного перегрева.

В эффекте электронного перегрева температура электронов T_e устанавливается выше температуры фононов T_{ph} под действием сильного электрического поля. Температура фононов остается неизменной в условиях свободного ухода фононов из проводящего слоя в окружающий кристалл, что возможно в условиях хорошей акустической связи на границе проводящего слоя и кристалла (для квантовой ямы это требование заведомо выполнено). Передача избыточной энергии от электронной системы к фононной контролируется временем τ_{eph} . Задача определения τ_{eph} экспериментально сводится к нахождению величины перегрева электронного газа $\Delta T = (T_e - T_{ph})$ в условиях прохождения сильного тока.

В качестве «термометра» для определения температуры дырок в условиях перегрева нами использовано изменение сопротивления квантового канала под влиянием квантовых интерференционных поправок к проводимости. На рис. 7 было представлено изменение сопротивления квантового канала с температурой в условиях протекания очень малого тока ($I = 40$ нА), а на рис. 10 показано, как изменяется сопротивление канала при различных температурах и при увеличении тока вплоть до 100 мкА. Убывание сопротивления с ростом тока связано с повышением температуры дырок, так что сопротивление образца изменяется с током подобно изменению сопротивления с температурой при малом токе. Сопоставление кривой для температуры 0,348 К на рис. 10 с кривой на рис. 7 позволяет най-

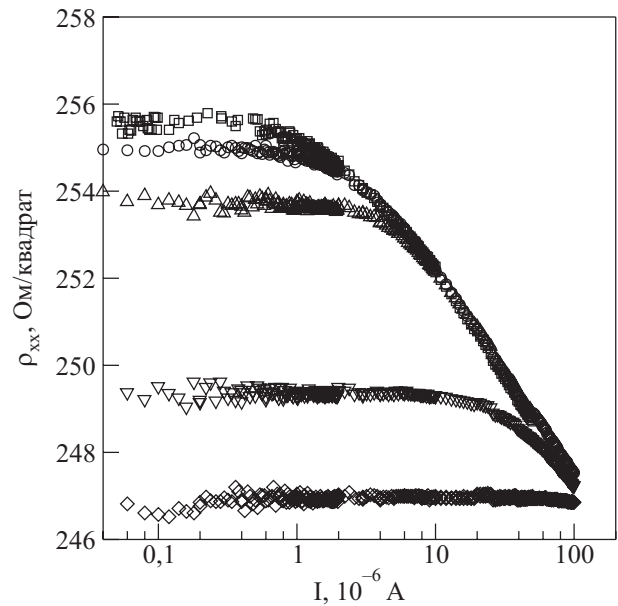


Рис. 10. Изменение сопротивление образца с ростом тока при различных температурах, К: 0,348 (□), 0,955 (○), 1,62 (△), 4,75 (▽), 23 (◇).

ти для каждого значения тока температуру дырок в условиях перегрева.

Для определения времени τ_{hph} следует воспользоваться соотношением [28]

$$(kT_e)^2 = (kT_{ph})^2 + \left(\frac{6}{\pi^2}\right)(eE)^2 D\tau_{eph}, \quad (9)$$

полученном из уравнения теплового баланса в эффекте электронного перегрева*. Здесь D — коэффициент диффузии, E — напряженность электрического поля, приводящего к разогреву квазичастиц. Последняя величина может быть найдена из значения тока I и сопротивления канала R или сопротивления «на квадрат» R_{\square} : $E = IR/L = IR_{\square}/w$ (L — длина проводящего канала, w — его ширина). Расчет согласно (9) при различных E и T_{ph} позволил получить температурную зависимость τ_{hph} .

На рис. 11 представлена полученная зависимость $\tau_{hph}(T_{ph})$ в логарифмических координатах. На полученной кривой можно выделить области, где наблюдается зависимость вида $\tau_{hph} \propto T^{-2}$ и при более низких температурах — зависимость вида $\tau_{hph} \propto T^{-5}$. Такие зависимости предсказаны в теоретических работах для двумерного электронного газа [30,31]. Наиболее детальное рассмотрение этой проблемы дано в работе [31].

Согласно этой работе, при $k_B T > k_B T_2 = \sqrt{8ms^2 E_1}$ (E_1 — энергия основного состояния для 2D электронов в квантовой яме, s — скорость звука) процессы электрон-фононного рассеяния являются квазиупруги-

* Происхождение этого соотношения подробно представлено в работе [29].

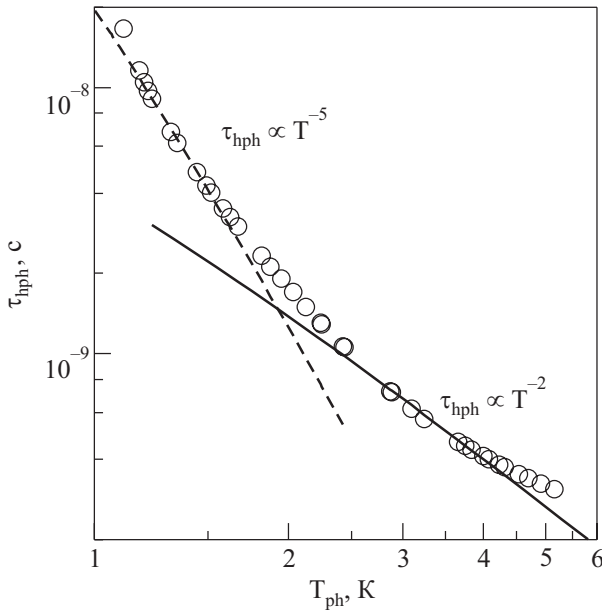


Рис. 11. Температурная зависимость времени дырочно-фононного рассеяния τ_{hph} .

ми и описываются зависимостью $\tau_{hph}^{-1} \propto T$. При температурах ниже T_2 в некоторой области температур волновой импульс фонона $q_T = k_B T / \hbar s$ достаточен для изменения волнового вектора электрона на максимальную величину $2k_F$, но ниже некоторой температуры T_1 , отвечающей условию $q_T = 2k_F$, возможно лишь малоугловое рассеяние электронов. В области частичной неупругости ($T_1 < T < T_2$) электрон при взаимодействии с фононом изменяет свой импульс, поглощая или испуская фонон с волновым вектором, преимущественно перпендикулярным границе квантового канала. Из закона сохранения суммарного импульса и энергии для двумерной электронной системы следует зависимость $\tau_{hph}^{-1} \propto T^2$. В области малоуглового рассеяния ($T < T_1$) волновой вектор фонона, участвующего во взаимодействии, произволен по направлению и ограничен по величине температурой. Рассеяние в этом случае подобно малоугловому рассеянию в трехмерном проводнике и описывается зависимостью $\tau_{hph}^{-1} \propto T^5$ [30,31]. Таким образом, выделенная сплошной линией на рис. 11 зависимость $\tau_{hph} \propto T^{-2}$ отвечает области частичной неупругости, а отмеченная штриховой линией зависимость $\tau_{hph} \propto T^{-5}$ — области малоуглового рассеяния. Полученная в первом случае зависимость количественно описывается формулой $\tau_{hph} = 4 \cdot 10^{-9} T^{-2}$, которая близка к зависимости $\tau_{hph} = 9 \cdot 10^{-9} T^{-2}$, найденной в работе [32] для квантовых каналов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0,13, 0,36, 0,8$ и $0,95$) с помощью эффекта электронного перегрева (отметим, что в работе [32] в отличие от данной работы для определения температуры квазичастиц

использовалась амплитуда осцилляций ШдГ). Температура перехода от зависимости $\tau_{hph} \propto T^{-2}$ к зависимости $\tau_{hph} \propto T^{-5}$ как в работе [32], так и настоящей работе качественно согласуются с условием $q_T \sim 2k_F$, а именно — повышается с увеличением концентрации носителей, которая определяет значение $k_F = (2\pi n)^{1/2}$ в модели 2D электронного газа, однако численное расхождение при таких оценках оказывается весьма заметным.

Заключение

При низких температурах изучена гетероструктура с дырочным типом проводимости в квантовой яме из сплава $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ с расположенными вблизи нее слоями $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ толщиной 5 нм, допированными атомами бора с концентрацией $n_L = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n_L = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Наряду со стандартными характеристиками, свойственными симметрично допированной квантовой яме, включая хорошо выраженные осцилляции ШдГ, изученная гетероструктура проявила две принципиальные особенности.

Во-первых, наряду с магнитоквантовыми осцилляциями, монотонный ход магнитосопротивления показал большое квазиклассическое положительное МС, хорошо согласующееся с теорией [10], рассматривающей совместное влияние на носители ближкодействующего потенциала рассеивающих центров в квантовом канале и дальнедействующего потенциала примесных атомов в допированных слоях. Предсказаниями теории [10] качественно соответствует и обнаруженное при малых магнитных полях отрицательное магнитосопротивление с минимумом при 0,1 Тл.

Во-вторых, анализ квантовых поправок к проводимости, связанных с эффектами слабой локализации и взаимодействия носителей заряда, выявил сильное спин-орбитальное взаимодействие в 2D дырочном газе, которое объяснено присутствием вблизи квантового канала сильно допированного слоя, что создает градиент потенциала, обусловленный электрическим полем заряженных атомов бора.

Использование теории слабой локализации и взаимодействия электронов позволило описать тонкие особенности поведения сопротивления гетероструктуры при изменении температуры и магнитного поля, а также с помощью эффекта электронного перегрева найти температурную зависимость времени дырочно-фононной релаксации.

Авторы выражают благодарность Т. Hackbarth (DaimlerChrysler Forschungszentrum Ulm, Wilhelm-Runge-Straße 11, D-89081 Ulm, Germany), предоставившему исследованную гетероструктуру, а также И. Мирзоеву, выполнившему некоторые расчеты.

1. Е.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, *ЖЭТФ* **75**, 723 (1978) [*Sov. Phys. JETP* **48**, 365 (1978)].
2. E.M. Baskin and M.V. Entin, *Physica* **B249-251**, 805 (1998).
3. A.V. Bobylev, F.A. Мооо, A. Hansen, and E.H. Haugl, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 197 (1995).
4. A.D. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, *Phys. Rev.* **B64**, 233321 (2001).
5. A.D. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266804 (2002).
6. A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers, and P. Wölfle, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 126805 (2001).
7. A.A. Bykov, G.M. Gusev, J.R. Leite, A.K. Bakarov, A.V. Goran, V.M. Kudryashev, and A.I. Toropov, *Phys. Rev.* **B65**, 035302 (2002).
8. А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, Н.Д. Аксенова, А.В. Попова, А.Н. Торопов, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 165 (2003) [*JETP Lett.* **78**, 134 (2003)].
9. A.D. Mirlin, J. Wolke, F. Evers, D.G. Polyakov, and P. Wölfle, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2801 (1999).
10. D.G. Polyakov, F. Evers, and P. Wölfle, *Phys. Rev.* **B64**, 205306 (2001).
11. D.V. Khveshchenko, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1817 (1996).
12. V. Renard, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, and J.C. Portal, *Phys. Rev.* **B70**, 033303 (2004).
13. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, Вит.Б. Красовицкий, О.А. Миронов, О.Н. Макаровский, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1166 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 954 (1996)].
14. P.W. Anderson, E. Abrahams, and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
15. B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitskii, A.I. Larkin, and P.A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
16. B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Letters*, **44**, 1288 (1980).
17. Б.Л. Алтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981) [*Sov. Phys. JETP* **81**, 768 (1981)].
18. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems Modern Problems in Condensed Matter Science*, v. 10, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), Amsterdam, North-Holland (1985), p. 1.
19. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev.* **B26**, 4009 (1982).
20. И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли, *ФНТ* **35**, 188 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 141 (2009)].
21. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
22. Э.И. Рашба, В.И. Шека, *ФТТ* **1**, сб. статей II, 162 (1959).
23. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984) [*JETP Lett.* **39**, 78 (1984)].
24. И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли, *ФНТ* **32**, 896 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 683 (2006)].
25. А.М. Финкельштейн, *ЖЭТФ* **84**, 168 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **84**, 168 (1981)].
26. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *Изв. АН. СССР, сер. физ.* **19**, 395 (1955).
27. A. Isihara and L. Smrčka, *J. Phys.* **C19**, 6777 (1986).
28. S. Hershfield and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **B34**, 2147 (1986).
29. В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **26**, 1202 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 890 (2000)].
30. P.J. Price, *Solid State Commun.* **51**, 607 (1984).
31. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986) [*Sov. Phys. Semicond.* **20**, 6 (1986)]; *ФТП* **21**, 1949 (1987) [*Sov. Phys. Semicond.* **21**, 1180 (1987)]; *ФТП* **22**, 439 (1988) [*Sov. Phys. Semicond.* **22**, 268 (1988)].
32. I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, M. Myronov, and O.A. Mironov, *ФНТ* **34**, 1192 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 943 (2008)].

Positive quasi-classical magnetoresistance and quantum effects in germanium quantum well

I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii,
Yu.F. Komnik, and O.A. Mironov

The p -type heterostructure with a $\text{Si}_{0.05}\text{Ge}_{0.95}$ quantum well has been studied. The peculiarity of this sample was asymmetrical doping, at which the boron doped $\text{Si}_{0.4}\text{Ge}_{0.6}$ layers with dopant concentration $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ were located nearby both sides of the $\text{Si}_{0.05}\text{Ge}_{0.95}$ quantum channel. There were well defined Subnikov–de Haas oscillations on the background of the high quasi-classical positive magnetoresistance (MR). The monotonic dependence of MR on magnetic field is well described by function $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0) \propto B^{12/7}$ predicted in theory [10] where the model of common influence of short-range and long-range disorder are given. Quantum corrections to conductivity (weak localization and hole-hole interaction) are defined in the temperature and magnetic field changes of resistance. Their analysis revealed a strong spin-orbit scattering of holes in the quantum well. Study of changes in Shubnikov–de Haas oscillations amplitude with temperature and magnetic field (with taking to account the monotonic background of resistance) made it possible to determine the effective mass of charge carriers $m^* = 0.17m_0$. The temperature dependence of hole-phonon relaxation time was determined by studying the effect of charge carriers overheating by electric field.

PACS: 72.20.My Galvanomagnetic and other magnetotransport effects.

Keywords: quantum well, quasi-classical magnetoresistance, quantum interference effects.