

Магнитотранспорт в $2D$ -структурах n -InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами в области перехода из диэлектрического состояния в режим квантового эффекта Холла

Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина,
М.В. Якунин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: arapov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 13 августа 2008 г.

Получены расчетные зависимости компонент тензоров проводимости и сопротивления от температуры и магнитного поля с учетом квантовых поправок от эффектов слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в диффузионном и баллистическом режимах. Поправки к проводимости от СЛ и ЭЭВ в баллистическом режиме, а также влияние спиновых и осцилляционных эффектов учтены путем перенормировки транспортного времени релаксации импульса электронов, что привело к появлению зависимости друдевской проводимости от температуры. Расчет компонент тензоров проводимости и сопротивления проведен с использованием теоретических значений параметров теории квантовых поправок, определяемых только значениями концентрации и подвижности конкретного образца. Результаты расчета сравнивали с экспериментальными результатами для $2D$ -структуры n -InGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами. Показано, что учет только квантовых поправок с теоретическими значениями параметров не позволяет даже качественно описать эксперимент, поэтому необходимо учитывать дополнительные, зависящие от температуры, вклады в друдевскую проводимость.

Отримано розрахункові залежності компонент тензорів провідності та опору від температури і магнітного поля з урахуванням квантових виправлень від ефектів слабкої локалізації (СЛ) і електрон-електронної взаємодії (ЕЕВ) у дифузійному та балістичному режимах. Виправлення до провідності від СЛ та ЕЕВ у балістичному режимі, а також вплив спинових і осциляційних ефектів враховано шляхом перенормування транспортного часу релаксації імпульсу електронів, що призвело до появи залежності друдівської провідності від температури. Розрахунок компонент тензорів провідності та опору проведено з використанням теоретичних значень параметрів теорії квантових виправлень, які обумовлені тільки значеннями концентрації та рухливості конкретного зразка. Результати розрахунку порівнювали з експериментальними результатами для $2D$ -структури n -InGaAs/GaAs с подвійними квантовими ямами. Показано, що урахування тільки квантових поправок із теоретичними значеннями параметрів не дозволяє навіть якісно описати експеримент, тому необхідно враховувати додаткові, залежні від температури, внески в друдівську провідність.

PACS: 73.20.Fz Слабая или андерсоновская локализация;
73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты (в том числе термомагнитные эффекты);
71.30.+h Переходы металл—изолятор и другие электронные переходы.

Ключевые слова: квантовые поправки к проводимости, слабая локализация, электрон-электронное взаимодействие, диффузионный и баллистический режимы.

1. Введение

Большой интерес к исследованиям магнитотранспортных свойств полупроводниковых двумерных (2D) структур при низких температурах связан с широким спектром наблюдаемых фундаментальных явлений, таких как квантовые поправки к друдевской проводимости от эффектов слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ), целочисленный и дробный квантовый эффект Холла (КЭХ), квантовые фазовые переходы [1–24].

Наибольшее внимание как теоретиков, так и экспериментаторов до сих пор привлекают следующие вопросы.

Можно ли описать в рамках стандартных теорий квантовых поправок от эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия переход металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле [5,6] и магнитотранспорт в области слабых полей и области перехода в режим квантового эффекта Холла (КЭХ) [7,9,10]? Или это квантовые фазовые переходы [6]?

Когда экспериментальные данные по исследованию перехода металл–диэлектрик анализируются в рамках стандартных теорий квантовых поправок, можно получить много информации о природе переходов из качественного совпадения экспериментальных и теоретических зависимостей, но при этом неизбежно появляются количественные несовпадения [11–13]. Очень часто полученные значения квантовых поправок не являются малыми (как это предполагается в теории), а скорее сравнимы с друдевской проводимостью, особенно в области перехода металл–диэлектрик, где $k_F l$ порядка единицы (k_F — фермиевский импульс, l — длина свободного пробега). Обнаружен очень большой разброс значений параметров, характеризующих квантовые поправки — времени сбоя фазы из-за неупругого рассеяния (τ_ϕ), показателя температурной зависимости $\tau_\phi(T) \sim T^{-P}$, префактора α , ферми-жидкостных констант ЭЭВ F_0^σ [11,12]. Такой большой разброс не позволяет судить о том, описывает ли количественно теория квантовых поправок переход металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле, а также магнитотранспорт в слабых полях в области перехода в режим КЭХ, или нет. На наш взгляд, причиной сложившейся ситуации является следующее.

Какова обычная методика сравнения экспериментальных результатов с теорией и определения значений параметров теории [11–13,16–24]? Полученные экспериментальные зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ инвертируются в тензор проводимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$. Затем в соответствии с существующими на данный момент теориями и предпочтениями экспериментатора осуществляется фитинг с целью определения перечисленных выше параметров. Меняя в образце, напри-

мер, концентрацию носителей заряда или температуру, находят зависимости этих параметров от концентрации и температуры. Далее сравнивают с теорией и делают соответствующие выводы о возможности описания полученных экспериментальных результатов с помощью этой теории. При таком подходе, как правило, и получают очень сильный разброс полученных значений параметров, так как при такой методике, можно, в принципе, включить в квантовые поправки то, что к ним не относится.

В настоящей работе мы решили отойти от этого стереотипного пути. Поскольку теоретики рассчитывают квантовые поправки только к проводимости [2–4], можно внести в теоретические зависимости компонент тензора проводимости все возможные для исследуемой структуры квантовые поправки с учетом конкретных условий эксперимента и разумных с точки зрения теории значений параметров (например, констант электрон-электронного взаимодействия, времени сбоя фазы, g -фактора). Затем инвертировать тензор проводимости в тензор сопротивления и уже после этого сравнивать с экспериментом. Если получается сильное отличие, то необходимо, не меняя значений параметров, искать дополнительные механизмы (источники) проводимости, приводящие к наблюдаемому различию теории и эксперимента, например, параллельные каналы проводимости, дополнительные механизмы рассеяния носителей заряда легирующими примесями в барьерах, температурно-зависимое экранирование рассеивающих примесей и т.д.

Конечной целью настоящей работы является исследование магнитотранспортных свойств конкретной 2D-структуры *n*-InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой с проводимостью по двум подзонам симметричных и антисимметричных состояний (т.е. с двумя типами носителей) с выявлением роли квантовых поправок в проводимости и сопротивлении в широком интервале температур с захватом диффузионного и баллистического режима.

2. Теоретические представления

Кратко просуммируем все полученные в последних как теоретических [2–4], так и апробированные в экспериментальных работах [11–13,19–23] теоретические представления, с помощью которых можно было бы проанализировать наши экспериментальные результаты. Эта задача не столь уж тривиальная. Дело в том, что исследуемая нами структура имеет ряд специфических особенностей. Во-первых, проводимость осуществляется двумя типами носителей [8–10]. Как внести квантовые поправки для двух типов электронов в общую проводимость? Во-вторых, структура

n -InGaAs/GaAs отличается от широко исследуемых структур n -GaAs/AlGaAs большим значением g -фактора [8]. Следовательно, нужно учесть влияние спиновых эффектов на квантовые поправки от ЭЭВ в магнитном поле. Наконец, наши измерения проведены в интервале температур, который соответствует диффузионному ($k_B T \tau / \hbar \ll 1$) и баллистическому ($k_B T \tau / \hbar \gg 1$) режимам. По самым последним теоретическим идеям [3,4] квантовые поправки от слабой локализации, от ЭЭВ в баллистическом режиме, а также влияние спиновых эффектов в баллистическом режиме учитываются путем перенормировки транспортного времени релаксации импульса электронов, определяющего друдевскую проводимость в нулевом магнитном поле и в слабых магнитных полях в области начала квантования Ландау и перехода в режим КЭХ. Кроме того, мы учтем последние теоретические представления о зависимости времени сбоя фазы τ_ϕ от константы ЭЭВ F_0^σ .

2.1. Друдевская (классическая) проводимость

Кинетическое уравнение Больцмана в приближении времени релаксации приводит для проводимости электронного газа к формуле Друде:

$$\sigma_D = \frac{ne_0^2 \tau}{m} = \pi k_F l G_0, \quad (1)$$

где: σ_D — удельная проводимость электронного газа, n — концентрация электронов, e_0 — заряд электрона, m — эффективная масса электрона, k_F — фермиевский импульс, $l = v_F \tau$ — средняя длина свободного пробега электрона, v_F — скорость электрона на поверхности Ферми, \hbar — постоянная Планка, $G_0 = e^2 / (2\pi^2 \hbar)$ — одна из единиц измерения проводимости, равная $1,23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$.

Хорошо известно, что концентрация в нижней подзоне пространственного квантования выражается следующей формулой: $n = E_F g(E)$, где $g(E) = m / (\pi \hbar^2)$ — плотность состояний в нижней подзоне, E_F — энергия Ферми. Тогда формула (1) для друдевской проводимости принимает вид

$$\sigma_D = \frac{e^2 E_F \tau}{\pi \hbar^2}. \quad (2)$$

При наличии магнитного поля (B) проводимость становится тензором второго ранга и в случае $B \parallel z$ имеет вид

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix}, \quad \sigma_{xx} = \frac{e\eta\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{e\eta\mu}{1 + \mu^2 B^2},$$

где $\mu = e\tau / m$ — подвижность носителей заряда. Как правило, экспериментально измеряемыми величина-

ми являются продольное и холловское сопротивление ρ_{xx} и ρ_{xy} , соответственно:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2}. \quad (3)$$

Если в явлениях переноса принимают участие несколько типов носителей заряда, то в тензор проводимости каждый из них дает аддитивный вклад. В приближении не зависящего от энергии времени релаксации $\tau(\epsilon) = \text{const}$, зависимость компонент тензора проводимости от магнитного поля имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sum_k \sigma_{xx}^{(k)} = \sum_k \frac{en_k \mu_k}{1 + \gamma_k^2}, \\ \sigma_{xy} &= \sum_k \sigma_{xy}^{(k)} = \sum_k en_k \mu_k \frac{\gamma_k}{1 + \gamma_k^2}, \quad \mu_k = \frac{e\tau_k}{m_k}, \\ &(k = 1, 2, \dots), \end{aligned}$$

где n_k, μ_k — концентрация и подвижность носителей k -го типа соответственно.

Приведенные выше формулы являются классическими, т.е. не учитывают квантовые поправки. Учтем сначала слаболокализационные поправки как в нулевом, так и в слабом магнитном поле в проводимость с двумя типами электронов.

2.2. Квантовые интерференционные поправки от слабой локализации в нулевом магнитном поле

Хорошо известно, что изменение проводимости за счет слабой локализации в двумерных и квазидвумерных проводниках равно:

$$\Delta\sigma_{WL}(T) = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} \ln\left(\frac{L_\phi}{l}\right) = -\frac{e^2}{\pi\hbar} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right), \quad (4)$$

где $L_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$ — длина сбоя фазы или неупругого рассеяния, D — коэффициент диффузии, τ_ϕ — время сбоя фазы или время неупругого рассеяния, и T — температура.

Время сбоя фазы в $2D$ -полупроводниковых системах при низких температурах определяется неупругостью кулоновского электрон-электронного взаимодействия. Оно вычисляется с использованием разных теоретических подходов. Было показано, что при низких температурах в диффузионном режиме ($k_B T \tau / \hbar \ll 1$) скорость сбоя фазы определяется следующим выражением [11,20]:

$$\tau_\phi^{-1} = \frac{k_B T}{\hbar} \frac{2\pi G_0}{\sigma_D} \ln\left(\frac{\sigma_D}{2\pi G_0}\right).$$

Как видно, время сбоя фазы τ_ϕ неограниченно возрастает при стремлении температуры к нулю, и $\tau_\phi \propto T^{-1}$ при $\sigma_D / G_0 \gg 1$.

При более высоких температурах и в высокоподвижных двумерных структурах с большими значениями τ возможен переход в так называемый баллистический режим ($k_B T \tau / \hbar \gg 1$). В этом режиме зависимость времени сбоя фазы от температуры имеет отличный от последнего вид [20]

$$\tau_\phi^{-1} = \frac{\pi k_B T}{8 \hbar E_F} \ln \left(\frac{4E_F}{k_B T} \right).$$

Согласно выше приведенным формулам для τ_ϕ , время сбоя фазы зависит только от проводимости системы и не зависит ни от каких других параметров материала. В этом смысле τ_ϕ является универсальной величиной. Однако в сравнительно недавней работе, в которой теоретически исследованы процессы дефазинга при произвольном соотношении между величинами \hbar / τ и $k_B T$ с учетом перенормировки в триплетном канале кулоновского взаимодействия, было показано, что время сбоя фазы τ_ϕ при низких температурах ($k_B T \tau / \hbar \ll 1 + F_0^\sigma$, где F_0^σ — безразмерная константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме (см. ниже п. 4)) должно определяться уравнением [3,4]

$$\tau_\phi^{-1} = \left[1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1+F_0^\sigma)(2+F_0^\sigma)} \right] \frac{\pi G_0 k_B T}{\hbar \sigma_D} \ln \left(\frac{k_B T \tau_\phi}{\hbar} \right). \quad (5)$$

В действительности это выражение является приближенным, поскольку оно не учитывает вклад баллистических эффектов в скорость релаксации фазы и ее зависимость от энергии $\varepsilon \equiv E - E_F$. С учетом этих эффектов время τ_ϕ зависит от температуры по следующему закону [4]:

$$\tau_\phi^{-1} = \left(1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1+F_0^\sigma)(2+F_0^\sigma)} \right) \frac{k_B T G_0}{\hbar \sigma_0} \ln \left(\frac{\sigma_0}{G_0} (1 + F_0^\sigma) \right) + \frac{\pi}{4} \left(1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1+F_0^\sigma)^2} \right) \frac{k_B^2 T^2}{\hbar E_F} \ln \left(E_F \frac{\tau}{\hbar} \right). \quad (6)$$

Возникает вопрос, как учесть квантовые поправки от слабой локализации к проводимости двумерной структуры с двумя типами носителей, как это имеет место в нашем случае с двойной квантовой ямой n-InGaAs/GaAs? Для наших образцов первый тип носителей с n_1 и τ_1 связан с подзоной симметричных (С), а второй тип (с n_2 и τ_2) — с подзоной антисимметричных (АС) состояний. Как будет показано далее, в нашем случае эти два типа носителей имеют не только различные значения концентраций и транспортных времен релаксации импульса, но и различные температурные зависимости τ_1 и τ_2 , а значит, и различные константы электрон-электронного взаимодействия. На первом этапе расчетов будем считать, что кванто-

вые поправки от слабой локализации для двух типов электронов дают вклад в суммарную проводимость аддитивным образом:

$$\delta \sigma_{WL}^\Sigma = - \frac{e^2}{\pi \hbar} \left[\ln \left(\frac{\tau_{\phi 1}}{\tau} \right) + \ln \left(\frac{\tau_{\phi 2}}{\tau} \right) \right], \quad (7)$$

где

$$(\tau_{\phi 1})^{-1} = \left(1 + \frac{3(F_{01}^\sigma)^2}{(1+F_{01}^\sigma)(2+F_{01}^\sigma)} \right) \frac{k_B T G_0}{\hbar \sigma_{01}} \ln \left(\frac{\sigma_{01}}{G_0} (1 + F_{01}^\sigma) \right) + \frac{\pi}{4} \left(1 + \frac{3(F_{01}^\sigma)^2}{(1+F_{01}^\sigma)^2} \right) \frac{k_B^2 T^2}{\hbar E_{F1}} \ln \left(E_{F1} \frac{\tau}{\hbar} \right), \quad (8)$$

$$(\tau_{\phi 2})^{-1} = \left(1 + \frac{3(F_{02}^\sigma)^2}{(1+F_{02}^\sigma)(2+F_{02}^\sigma)} \right) \frac{k_B T G_0}{\hbar \sigma_{02}} \ln \left(\frac{\sigma_{02}}{G_0} (1 + F_{02}^\sigma) \right) + \frac{\pi}{4} \left(1 + \frac{3(F_{02}^\sigma)^2}{(1+F_{02}^\sigma)^2} \right) \frac{k_B^2 T^2}{\hbar E_{F2}} \ln \left(E_{F2} \frac{\tau}{\hbar} \right). \quad (9)$$

Индексы «1» и «2» относятся к первому и второму типам носителей соответственно.

При этом мы не учитываем роль межподзонного рассеивания. По нашему мнению, межподзонное рассеивание может привести только к поправкам следующего порядка малости.

2.3. Квантовые интерференционные поправки к проводимости от слабой локализации в магнитном поле и отрицательное магнитосопротивление

Хорошо известно, как магнитное поле влияет на слабую локализацию [9–14, 16–24]. Принято оперировать двумя характерными магнитными полями: $B_\phi = \hbar / (4eD\tau_\phi)$, в котором начинается подавление слаболокализационной поправки, и, так называемым, транспортным полем: $B_{tr} = \hbar / (4eD\tau) = \hbar / (2el^2)$, в котором магнитная длина сравнивается с длиной свободного пробега. При этом значительная часть квантовой поправки от слабой локализации подавлена. Количественная теория ОМС, обусловленного подавлением поправки магнитным полем, построена в диффузионном приближении, т.е. при выполнении условий $B \ll B_{tr}$ и $\tau \ll \tau_\phi$.

Магнитопроводимость с учетом слабой локализации выражается хорошо известной формулой Хиками–Ларина–Нагаоки (ХЛН) [14]:

$$\sigma(B, T) = \sigma_D + \alpha_{1,2} \frac{e^2}{\pi \hbar} \left\{ \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B} \frac{\tau}{\tau_\phi} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B} \right) \right\}. \quad (10)$$

В соответствии со стандартной теорией квантовых поправок слаболокализационная поправка, в отличие

от поправки, связанной с ЭЭВ в диффузионном режиме, входит в тензор проводимости симметричным образом, т.е. и в продольную, и в холловскую компоненты.

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}(B, T) &= \sigma_0 + \delta\sigma^{WL}(T) + \Delta\sigma^{WL}(B), \\ \sigma_{xy}(B, T) &= \sigma_0 + \delta\sigma^{WL}(T) + \Delta\sigma^{WL}(B).\end{aligned}\quad (11)$$

В настоящей работе по аналогии с поправкой от ЭЭВ в баллистическом режиме, которая входит в тензор проводимости симметричным образом, внесена слаболокализационная поправка в продольную и холловскую компоненты также путем перенормировки транспортного времени релаксации, входящего в друдевскую проводимость. С учетом (2) выражение (10) приобретает вид

$$\begin{aligned}\sigma(B, T) &= \frac{e^2 E_F \tau}{\pi \hbar} + \alpha_{1,2} \frac{e^2}{\pi \hbar} \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr} \tau}{B \tau_\phi} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B} \right) \right\} = \\ &= \frac{e^2 E_F \tau}{\pi \hbar} \left[1 + \alpha_{1,2} \frac{\hbar}{2\pi E_F \tau} \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr} \tau}{B \tau_\phi} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B} \right) \right\} \right].\end{aligned}\quad (12)$$

Сразу же можно предвидеть много вопросов, которые возникнут после прочтения этого пункта. Во-первых, использование формулы ХЛН. На самом деле известно как минимум пять формул, с помощью которых исследуют форму ОМС [14,25]. Сравнительный анализ этих исследований проведен в работе [25]. Авторами этой работы было показано, что величина ОМС, рассчитанная при одинаковых параметрах различными методами, может отличаться почти вдвое. Тем не менее было обнаружено, что использование различных формул для обработки одних и тех же экспериментальных результатов дает примерно одинаковое значение параметра τ_ϕ . Не приводя эти довольно громоздкие даже для компьютерной программы формулы, отметим лишь, что они оказываются неудобными для практического использования. Таким образом, помня, что существуют другие формулы для анализа формы ОМС в магнитном поле, мы воспользуемся на первом этапе расчетов формулой ХЛН. Во-вторых, в этом пункте пока ничего не сказано о префакторе α в выражениях (10) и (12). В этой работе учтена только зависимость α от проводимости образца: $\alpha_{1,2} = (1-2)G_0/\sigma_{1,2}$ [11–13]. Индексы относятся к двум типам электронов.

2.4. Квантовые поправки к проводимости от электрон-электронного взаимодействия

Выше была рассмотрена слаболокализационная (интерференционная) поправка. Ее природа носит од-

ноэлектронный характер, и связана она с квантовой интерференцией при диффузионном движении одиночного электрона. Другой тип квантовых поправок полностью обусловлен взаимодействием между электронами.

Чтобы применить полученные в последнее время теоретические результаты по квантовым поправкам от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах [3,4] для анализа экспериментальных данных, полученных в перпендикулярном магнитном поле, приняты во внимание следующие хорошо известные соображения, справедливые в крайне предельных случаях: в диффузионном и баллистическом режимах.

1. В строго диффузионном режиме поправка от электрон-электронного взаимодействия ($\delta\sigma^{ee}(T)$) вносится только в продольную компоненту тензора проводимости (σ_{xx}) и отсутствует в холловской компоненте тензора проводимости (σ_{xy}) [2].

2. По самым последним теоретическим представлениям [3,4] квантовые поправки от слабой локализации, от ЭЭВ в баллистическом режиме, а также влияние спиновых эффектов в баллистическом режиме учитываются путем перенормировки транспортного времени релаксации импульса электронов τ , определяющего друдевскую проводимость в нулевом магнитном поле.

3. Влияние спиновых эффектов на ЭЭВ в диффузионном канале в соответствии с теорией [4] учтем в виде дополнительных членов с коэффициентами K_{d1} и K_{d2} для двух типов электронов только в продольной компоненте тензора проводимости, а в баллистическом режиме — в виде дополнительных членов с коэффициентами K_{b1} и K_{b2} для двух типов электронов в выражении для перенормированных транспортных времен релаксации $\tau'_1(T)$ и $\tau'_2(T)$ (см. выражения (19) и (20)). Таким образом, выражения для компонент тензора проводимости будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{e^2 n_1}{m} \frac{\tau'_1}{1 + (\omega_c \tau'_1)^2} + 2\pi G_0 K_{d1} \left(\frac{E_z}{2\pi k_B T} \right) + \delta\sigma_1^{ee}(T) + \\ &+ \frac{e^2 n_2}{m} \frac{\tau'_2}{1 + (\omega_c \tau'_2)^2} + 2\pi G_0 K_{d2} \left(\frac{E_z}{2\pi k_B T} \right) + \delta\sigma_2^{ee}(T),\end{aligned}\quad (13)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 n_1}{m} \frac{\omega_c \tau_1'^2}{1 + (\omega_c \tau_1')^2} + \frac{e^2 n_2}{m} \frac{\omega_c \tau_2'^2}{1 + (\omega_c \tau_2')^2}, \quad (14)$$

где $\delta\sigma_1^{ee}(T)$ и $\delta\sigma_2^{ee}(T)$ — поправки от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме для первого и второго типа носителей, соответственно:

$$\begin{aligned} \delta\sigma_1^{ee}(T) = \\ = G_0 \left[2\pi \frac{k_B T \tau}{\hbar} A_1^d + \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_{01}^\sigma)}{F_{01}^\sigma} \right) \right] \ln \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \delta\sigma_2^{ee}(T) = \\ = G_0 \left[2\pi \frac{k_B T \tau}{\hbar} A_2^d + \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_{02}^\sigma)}{F_{02}^\sigma} \right) \right] \ln \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

В формуле (13) энергия Зеемана E_Z определяется следующим выражением: $E_Z = g\mu_B B$, где μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде. Магнетон Бора выражается следующей формулой: $\mu_B = e\hbar / (2m_0)$, m_0 — масса свободного электрона, а F_{01}^σ и F_{02}^σ — безразмерные константы электрон-электронного взаимодействия для первого и второго типов носителей в диффузионном режиме.

Члены с коэффициентами $K_{d1}(E_Z / (2\pi k_B T))$ и $K_{d2}(E_Z / (2\pi k_B T))$ в формуле (13) учитывают спино-

вые эффекты (эффект Зеемана) в электрон-электронном взаимодействии для первого и второго типов носителей в диффузионном режиме [3]:

$$K_{d1}(x) \approx \frac{3F_{01}^\sigma \zeta(3)}{2\pi(1 + F_{01}^\sigma)^2} x^2, \quad (17)$$

$$K_{d2}(x) \approx \frac{3F_{02}^\sigma \zeta(3)}{2\pi(1 + F_{02}^\sigma)^2} x^2. \quad (18)$$

На первом этапе расчетов будем считать, что g -факторы и эффективные массы двух типов электронов в подзонах С и АС состояний одинаковы, т.е. различаются только константы электрон-электронного взаимодействия из-за различия концентраций.

В баллистическом режиме электрон-электронное взаимодействие приводит к перенормировке времени релаксации импульса ($\tau \rightarrow \tau'(T)$) [7,11]. Время релаксации импульса τ' в друдеской проводимости (см. выражение (12)) теперь будет зависеть от температуры:

$$\begin{aligned} \tau'_1 = \tau \left\{ 1 + \frac{k_B T}{E_{F1}} A_{b1} + \frac{k_B T}{E_{F1}} \left[1 - \frac{3}{8} f \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right) + \frac{3\tilde{F}_{01}^\sigma}{1 + \tilde{F}_{01}^\sigma} \left(1 - \frac{3}{8} t \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}, \tilde{F}_{01}^\sigma \right) \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{2\tilde{F}_{01}^\sigma}{1 + \tilde{F}_{01}^\sigma} K_{b1} \left(\frac{E_Z}{2k_B T} \right) \right] + \left(1 - \frac{2G_0}{\sigma_1} \right) \frac{\hbar}{2\pi E_{F1} \tau} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr1}}{B} \frac{\tau}{\tau_{\phi 1}} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr1}}{B} \right) \right] - \\ - \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} 2 \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2} \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} \operatorname{cosec} h \left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left(\frac{2\pi E_{F1}}{\hbar \omega_c} \right) \exp(-\pi / \omega_c \tau) \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \tau'_2 = \tau \left\{ 1 + \frac{k_B T}{E_{F2}} A_{b2} + \frac{k_B T}{E_{F2}} \left[1 - \frac{3}{8} f \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar} \right) + \frac{3\tilde{F}_{02}^\sigma}{1 + \tilde{F}_{02}^\sigma} \left(1 - \frac{3}{8} t \left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}, \tilde{F}_{02}^\sigma \right) \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{2\tilde{F}_{02}^\sigma}{1 + \tilde{F}_{02}^\sigma} K_{b2} \left(\frac{E_Z}{2k_B T} \right) \right] + \left(1 - \frac{2G_0}{\sigma_2} \right) \frac{\hbar}{2\pi E_{F2} \tau} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr2}}{B} \frac{\tau}{\tau_{\phi 2}} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr2}}{B} \right) \right] - \\ - \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} 2 \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2} \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} \operatorname{cosec} h \left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} \right) \cos \left(\frac{2\pi E_{F2}}{\hbar \omega_c} \right) \exp(-\pi l / \omega_c \tau), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\sigma_{1,2}$ — проводимости в подзонах С и АС состояний соответственно, \tilde{F}_{01}^σ и \tilde{F}_{02}^σ — безразмерные константы электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме для первого и второго типов носителей. Видно, что в обеих группах выражений (15), (16) и (19), (20) можно условно выделить диффузионный (члены, содержащие $\ln(k_B T \tau / \hbar)$) и баллистический (члены, пропорциональные $k_B T \tau / \hbar$) вклады. Причем каждый из них характеризуется своей ферми-жидкостной константой ЭЭВ. Зависимость этих констант от

параметра r_s и взаимосвязь между ними дается решением уравнений в работе [3]:

$$F_{01,02}^\sigma = -\frac{1}{2\pi} \frac{r_s}{\sqrt{2 - r_s^2}} \ln \left(\frac{\sqrt{2} + \sqrt{2 - r_s^2}}{\sqrt{2} - \sqrt{2 - r_s^2}} \right) \quad (r_s^2 < 2), \quad (21)$$

$$F_{01,02}^\sigma = -\frac{1}{\pi} \frac{r_s}{\sqrt{r_s^2 - 2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r_s^2 - 2}{2}} \quad (r_s^2 > 2), \quad (22)$$

$$\tilde{F}_{01,02}^\sigma = -\frac{1}{2} \frac{r_s}{r_s + \sqrt{2}}. \quad (23)$$

Однако удобнее пользоваться аппроксимационной формулой

$$\tilde{F}_{01,02}^\sigma \cong F_{01,02}^\sigma [1,25(F_{01,02}^\sigma)^{0,69} + 0,223], \quad (24)$$

которая имеет точность лучше 2% при $F_0^\sigma = -(0,02 - 0,5)$.

Члены с коэффициентами $K_{b1}(E_z / (2k_B T))$ и $K_{b2}(E_z / (2k_B T))$ в выражениях (19), (20) учитывают спиновые эффекты (эффект Зеемана) в электрон-электронном взаимодействии для первого и второго типов в баллистическом режиме [3]:

$$K_{b1}(x) = K_{11}(x) + K_{12}(x), \quad K_{b2}(x) = K_{11}(x) + K_{22}(x), \\ K_{11}(x) = x \operatorname{cth} x - 1,$$

$$K_{12}(x) = \frac{1 + \tilde{F}_{01}^\sigma}{2\tilde{F}_{01}^\sigma} \times \\ \times \int_x^{x/(1+\tilde{F}_{01}^\sigma)} dy \frac{\partial}{\partial y} (y \operatorname{cth} y) \left(y - \frac{x}{1 + \tilde{F}_{01}^\sigma} \right) \left[\frac{1}{y} + \frac{2\tilde{F}_{01}^\sigma}{(1 + 2\tilde{F}_{01}^\sigma)y - x} \right],$$

$$K_{22}(x) = \frac{1 + \tilde{F}_{02}^\sigma}{2\tilde{F}_{02}^\sigma} \times \\ \times \int_x^{x/(1+\tilde{F}_{02}^\sigma)} dy \frac{\partial}{\partial y} (y \operatorname{cth} y) \left(y - \frac{x}{1 + \tilde{F}_{02}^\sigma} \right) \left[\frac{1}{y} + \frac{2\tilde{F}_{02}^\sigma}{(1 + 2\tilde{F}_{02}^\sigma)y - x} \right].$$

Второй и третий члены в фигурных скобках в выражениях (19), (20) учитывают роль слабой локализации и осцилляций Шубникова–де Гааза в перенормировке τ .

Безразмерные функции $f(k_B T\tau / \hbar)$ и $t(k_B T\tau / \hbar, \tilde{F}_{0k}^\sigma)$ определяются следующими интегралами [3]:

$$f(x) = \frac{8}{3} \int_0^\infty dz \left[\frac{\partial}{\partial z} (z \operatorname{cth} z) - 1 \right] \times \\ \times \left\{ \frac{xz}{\pi} H(2xz, 1) \ln 2 + \frac{1}{\pi} [1 + H(2xz, 1)] \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{2xz} \right) + \right. \\ \left. + \frac{xz}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + H(2xz, 1) \right] \ln \left(1 + \frac{1}{(2xz)^2} \right) + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} (2xz) - 1 \right\},$$

$$t(x; \tilde{F}_{0k}^\sigma) = \frac{8}{3} \int_0^\infty dz \left[\frac{\partial}{\partial z} (z \operatorname{cth} z) - 1 \right] \times \\ \times \left\{ \frac{xz}{\pi} ([H(2xz, 1) + h_1(2xz)] \ln 2 + h_4(2xz)) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\pi} [1 + H(2xz, 1) + 4x^2 z^2 h_3(2xz)] \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{2xz} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{xz}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + H(2xz, 1) + h_2(2xz) \right] \ln \left(1 + \frac{1}{(2xz)^2} \right) \left[\frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} (2xz) - 1 \right] \right\}.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$H(x, y) = \frac{1}{(1+y)^2 + (xy)^2},$$

$$h_1(x) = H(x, 1 + 2\tilde{F}_{0k}^\sigma) [5 + 6\tilde{F}_{0k}^\sigma - 4(2 + 3\tilde{F}_{0k}^\sigma)H(x, 1)],$$

$$h_2(x) = h_1(x) + H(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma) \times$$

$$\times \left[-\frac{1}{2}(1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma) + \tilde{F}_{0k}^\sigma x^2 \left(\frac{1}{2} - (1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma)H(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma) \right) \right],$$

$$h_3(x) = H(x, 1 + 2\tilde{F}_{0k}^\sigma) [-1 - 2\tilde{F}_{0k}^\sigma + (2 + 3\tilde{F}_{0k}^\sigma)H(x, 1)] + \\ + \frac{\tilde{F}_{0k}^\sigma}{2} H(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma) [1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma x^2 H(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma)],$$

$$h_4(x) = H(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma) \left[\frac{5\tilde{F}_{0k}^\sigma - 3}{2} + \frac{1 - (\tilde{F}_{0k}^\sigma)^2}{\tilde{F}_{0k}^\sigma} \ln(1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma) \right] + \\ + h_5(x) \frac{1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma}{\tilde{F}_{0k}^\sigma} \ln(1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma),$$

$$h_5(x) = (2\tilde{F}_{0k}^\sigma - 1)H(x, 1 + 2\tilde{F}_{0k}^\sigma) + H^2(x, \tilde{F}_{0k}^\sigma) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{1}{2} - 2\tilde{F}_{0k}^\sigma \right) (1 + \tilde{F}_{0k}^\sigma)^2 - (\tilde{F}_{0k}^\sigma)^2 x^2 \left(\frac{1}{2} + 2\tilde{F}_{0k}^\sigma \right) \right],$$

где « k » — индекс, принимающий значения «1» и «2» для первого и второго типов носителей соответственно.

Особо следует отметить, что мы впервые ввели члены с линейной температурной зависимостью как в диффузионную поправку к продольной компоненте тензора проводимости с коэффициентами A_{d1} и A_{d2} (см. выражения (15) и (16)), так и в перенормированное транспортное время релаксации с коэффициентами A_{b1} и A_{b2} (см. выражения (19) и (20)). Как будет показано ниже, с помощью этих дополнительных членов удастся привести в соответствие целый ряд «аномальных» экспериментальных зависимостей от температуры и магнитного поля с теоретическими аналогичными зависимостями, которые определялись вполне разумными значениями параметров стандартных теорий квантовых поправок.

2.5. Предсказания теории квантовых поправок к проводимости двумерного электронного газа

Из вышеприведенных формул, в которых, на наш взгляд, учтено все, что известно о квантовых поправках на сегодняшний день, следует:

1. Теория квантовых поправок к проводимости в диффузионном режиме ($k_B T \tau / \hbar \ll 1$) предсказывает такие характерные особенности.

– В нулевом магнитном поле должна наблюдаться логарифмическая температурная зависимость проводимости (сопротивления), величина которой определяется обеими квантовыми поправками (от слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия), если друдеская проводимость сама по себе не зависит от температуры.

– В магнитных полях ($B < B_{tr}$) должны наблюдаться положительная магнитопроводимость и, соответственно, отрицательное магнитосопротивление (ОМС).

– В магнитных полях ($B \gg B_{tr}$) должны наблюдаться логарифмическая температурная зависимость диагональной компоненты тензора проводимости (при этом все кривые $\sigma_{xx}(B)$ при различных температурах должны быть параллельны друг другу). Наклон прямой этой зависимости в логарифмическом масштабе определяется константой ЭЭВ в диффузионном режиме. Температурная зависимость недиагональной компоненты тензора проводимости в магнитных полях ($B \approx B_{tr}$) должна в принципе отсутствовать. Однако введение перенормированного транспортного времени релаксации за счет эффектов слабой локализации приводит к слабой температурной зависимости $\sigma_{xy}(B, T)$ даже в существенно диффузионном режиме.

– Как уже упоминалось выше, в строго диффузионном режиме поправка от электрон-электронного взаимодействия ($\delta\sigma^{ee}(T)$) вносится только в продольную компоненту тензора проводимости (σ_{xx}) и отсутствует в холловской компоненте тензора проводимости (σ_{xy}). При инвертировании тензора проводимости в тензор сопротивления в продольной компоненте тензора сопротивления появится множитель $[1 - (\omega_c \tau)^2]$. Из этого следует, что в слабых магнитных полях появится параболическое магнитосопротивление, при этом в поле $B = \mu^{-1} (\omega_c \tau = 1)$ будет наблюдаться, так называемая, температурно-независимая точка (T_{ind} -точка).

– Должно наблюдаться отсутствие магнитополевой зависимости квантовой поправки от ЭЭВ к диагональной компоненте тензора проводимости в полях от $B \approx B_{tr}$ до $B \approx k_B T / g \mu_B$, в которых спиновое расщепление меньше теплового размытия.

– И, наконец, должна наблюдаться степенная зависимость τ_ϕ от температуры с показателем степени -1 ;

2. Теория квантовых поправок к проводимости в баллистическом режиме ($k_B T \tau / \hbar \gg 1$) предсказывает, что появятся следующие характерные дополнительные особенности.

– В нулевом магнитном поле логарифмическая температурная зависимость проводимости, определяемая обеими квантовыми поправками (от слабой локали-

зации и электрон-электронного взаимодействия), переходит постепенно в линейную зависимость от температуры, обусловленную только квантовой поправкой от электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме. Температура, при которой произойдет этот переход, определяется значением констант ЭЭВ в диффузионном и баллистическом режимах F_0^σ и \tilde{F}_0^σ .

– Логарифмическая температурная зависимость диагональной компоненты тензора проводимости в больших полях ($B \gg B_{tr}$) сменится на линейную зависимость и исчезнет параллельность кривых $\sigma_{xx}(B, T)$ вплоть до появления температурно-независимой точки. Появится существенная температурная зависимость недиагональной компоненты тензора проводимости $\sigma_{xy}(B, T)$.

– В слабых магнитных полях параболическое магнитосопротивление модифицируется, при этом в поле $B = \mu^{-1} (\omega_c \tau = 1)$ будет наблюдаться размытие температурно-независимой точки (T_{ind} — точка). Часто наблюдаемый в эксперименте сдвиг температурно-независимой точки в магнитном поле относительно $B = \mu^{-1} (\omega_c \tau = 1)$ как в большие, так и в меньшие поля за счет учета только квантовых поправок в диффузионном и баллистическом режимах не возникает. Этот сдвиг можно получить только при введении тех самых дополнительных членов с линейной температурной зависимостью в диффузионную поправку к продольной компоненте тензора проводимости с коэффициентами A_{d1} и A_{d2} и в перенормированное транспортное время релаксации с коэффициентами A_{b1} и A_{b2} .

3. Экспериментальные результаты

Исследованы 2D-структуры с двойными квантовыми ямами GaAs/ n -In_xGa_{1-x}As/GaAs [7–10], выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. На рис. 1 приведены рассчитанные путем самосоглазованного решения уравнений Шредингера и Пуассона профили потенциала, уровни энергий симметричных и антисимметричных состояний, уровень Ферми и вид волновых функций симметричных и антисимметричных состояний для одного из образцов (3982) n -In_xGa_{1-x}As/GaAs [8].

2D-структуры GaAs/ n -In_xGa_{1-x}As/GaAs, хотя обычно имеют качество хуже, чем традиционно исследуемые n -GaAs/AlGaAs, но интересны для физики двойных квантовых ям наличием существенно большего спинового расщепления из-за более высокого значения g -фактора. Квантовые ямы n -In_xGa_{1-x}As имели ширину 5 нм, барьер GaAs — 10 нм (см. рис. 1), изначальная полная концентрация электронов

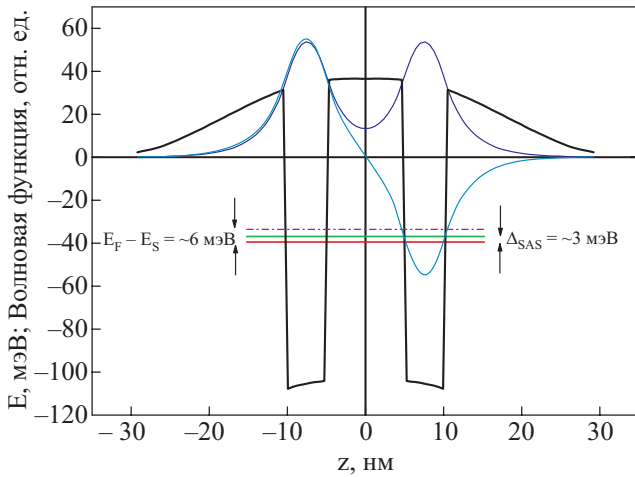


Рис. 1. Образец 3982 $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с двойной квантовой ямой.

$n = 2,27 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и подвижность $\mu = 1,15 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. На рис. 2. представлена зависимость сопротивления от температуры в нулевом магнитном поле для образца 3982. Температурная зависимость сопротивления при $B = 0$ имеет диэлектрический характер во всем интервале температур. При $T < 10 \text{ К}$ $\rho_{xx}(B=0, T) = \rho_{xx}^D(T) + \Delta\rho_{xx}^{WL}(T) = \rho_{xx}^{EE}(T)$.

Были измерены также зависимости продольной и холловской компоненты тензора сопротивления от температуры и магнитного поля $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ при $1,8 \text{ К} < T < 77 \text{ К}$ и $0 \text{ Тл} < B < 9 \text{ Тл}$. Параметр $k_B T \tau / \hbar = 0,1 - 3,8$ (диффузионный, промежуточный и баллистический режимы). На рис. 3 видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза (с фактором заполнения $\nu = 10$) начинаются с полей $B_1 \approx 0,75 \text{ Тл}$ ($\omega_c \tau \leq 1$), $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xx}(B, T)$ ($\omega_c \tau = 1$) в полях $B_2 = 0,89 \text{ Тл}$, а в

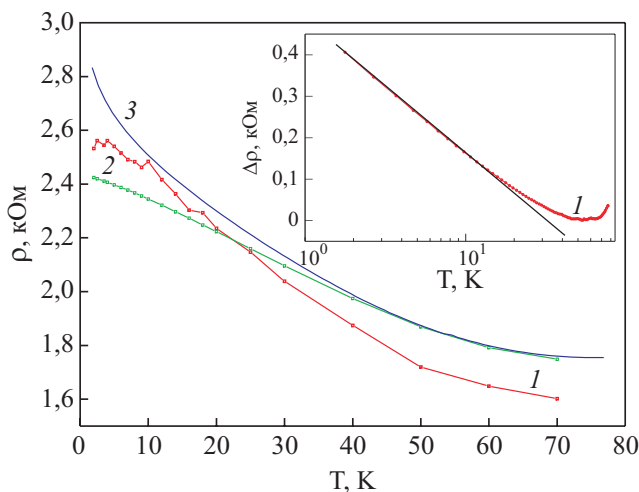


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления в нулевом магнитном поле для образца 3982, полученная из положения $\max \sigma_{xy}$ (1), амплитуды $\max \sigma_{xy}$ (2), эксперимента (3).

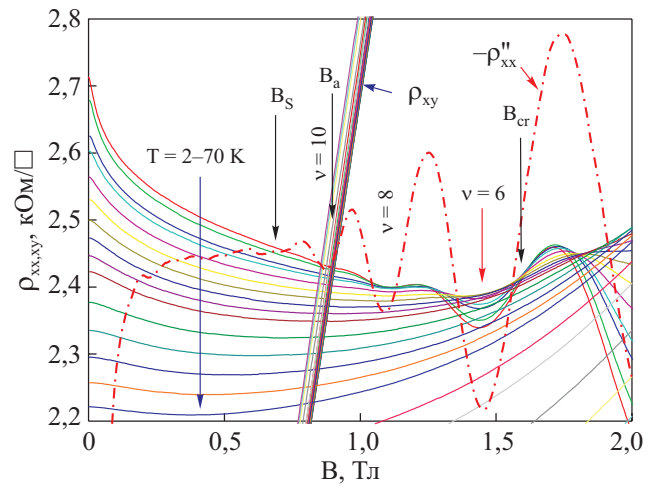


Рис. 3. Зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от магнитного поля в интервале температур 2–70 К для образца 3982.

поле $B_3 \approx 1,6 \text{ Тл}$ ($\omega_c \tau > 1$) на $\rho_{xx}(B, T)$ наблюдается так называемая температурно-независимая T_{ind} -точка. При $T > 8 \text{ К}$ эта точка начинает размываться. В слабых магнитных полях $\omega_c \tau < 1$ и при низких температурах $T < 10 \text{ К}$ наблюдалось отрицательное магнитосопротивление (ОМС), а при $T > 10 \text{ К}$ — положительное (ПМС). Из осцилляций Шубникова–де Гааза и положений плато КЭХ с $\nu = 2$ и 4 определена суммарная концентрация электронов в подзонах С и АС состояний $n_{\Sigma} = n_1 + n_2$ и, кроме того, установлена ее независимость от T . На рис. 4 представлены $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$. Положительная магнитопроводимость $\sigma_{xx}(B, T)$ в полях B_{tr} объясняется подавлением магнитным полем слабой локализации. А вот в более сильных полях наблюдается необычная температур-

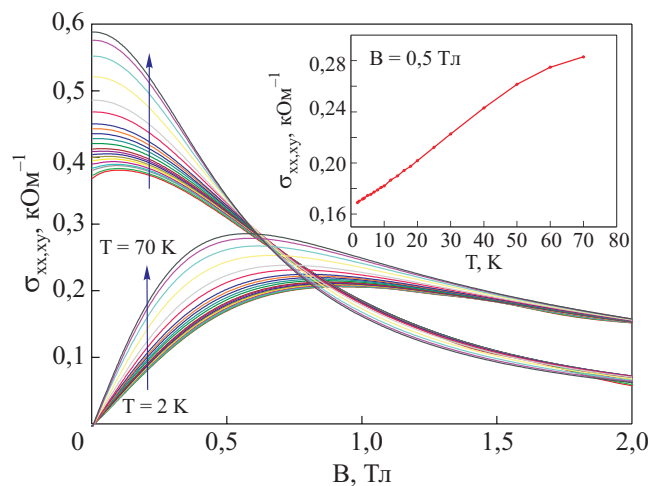


Рис. 4. Зависимости проводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ от магнитного поля в интервале температур 2–70 К для образца 3982.

но-независимая точка. Обычно имеется параллельный сдвиг кривых $\sigma_{xx}(B)$ при изменении температуры. Видно, что $\sigma_{xy}(B, T)$ в слабых полях ($\omega_c \tau \leq 1$) сильно зависит от T — с ростом температуры максимум $\sigma_{xy}(B, T)$ сдвигается в область более слабых полей, а также изменяется значение $\sigma_{xy}(B, T)$ в максимуме. Известно, что $\sigma_{xy}(B)$ имеет максимум при $\mu B = 1$, при этом ее значение равно $\sigma_D / 2$ (σ_D — друдевская проводимость). Используя эти соотношения, определена как $\sigma_D(T)$, так и $\mu(T)$ (см. рис. 2). С чем связаны эти зависимости? Выше было показано, что n_Σ в этом интервале температур остается постоянной. Эффекты СЛ в этих полях уже подавлены ($B_{tr} = 0,16$ Тл). Появление $\sigma_{xy}(B, T)$ можно объяснить только $\mu(T)$, (и, таким образом, $\tau(T)$) при переходе от диффузионного режима к баллистическому при $T > 10$ К (для наших условий эксперимента параметр $k_B T \tau / \hbar = 0,1-3,8$ — баллистический режим).

4. Обсуждение экспериментальных результатов

4.1. В симметричных ДКЯ (со сбалансированными концентрациями электронов ($n_1 = n_2$)), энергии нулевых уровней пространственного квантования в каждой из ям совпадают ($E_{01} = E_{02}$). При уменьшении ширины барьера d_B вероятность туннелирования электронов между ямами возрастает и волновые функции электронов образуют симметричные (С) и антисимметричные (АС) коллективизированные состояния с энергиями E_0 и E_1 , разделенными туннельной щелью ($E_1 - E_0 = \Delta_{SAS}$) (рис. 1) [8].

В результате в проводимости структур ДКЯ n-InGaAs/GaAs принимают участие два типа носителей в двух подзонах С и АС состояний (специфика ДКЯ). Как разделить эти два типа носителей и, более

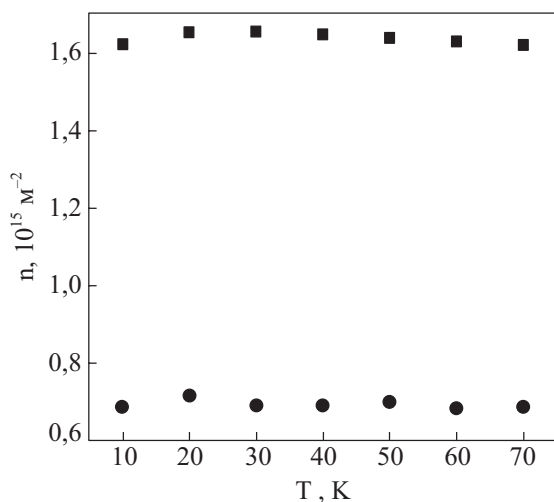


Рис. 5. Температурные зависимости концентраций электронов в подзонах С (■) и АС (●) состояний.

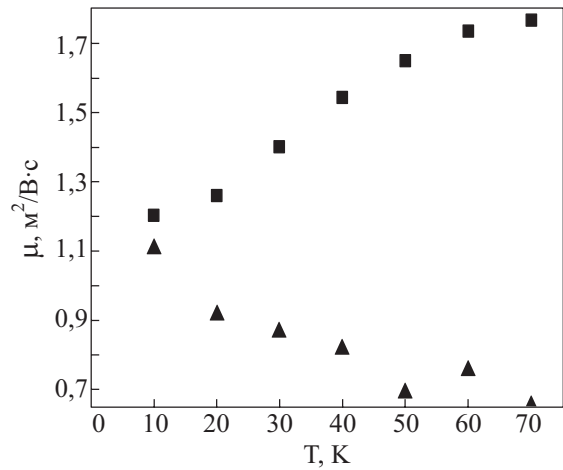


Рис. 6. Температурные зависимости подвижностей электронов в подзонах С (■) и АС (▲) состояний.

того, получить температурные зависимости $n_{1,2}(T)$ и $\mu_{1,2}(T)$? В ШГ осцилляциях при наших экспериментальных условиях второй тип носителей никак не проявляется. Из анализа зависимости константы Холла в слабом ($R_{H0}(T)$) и в сильном магнитном поле ($R_H(B, T)$) при различных температурах, а также положительного магнитосопротивления в слабом магнитном поле по хорошо известным формулам для двух типов носителей определены параметры носителей в С и АС состояниях ($n_{1,2}(T)$ и $\mu_{1,2}(T)$) и соответствующие им энергии Ферми.

Концентрации для двух типов носителей практически не зависят от температуры (рис. 5). Средние значения концентраций для первого типа носителей $\langle n_1 \rangle = 1,7 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а для второго — $\langle n_2 \rangle = 5,7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, парциальные энергии Ферми $E_{F1} = 6,98$ мэВ и $E_{F2} = 2,3$ мэВ, подвижностей $\mu_1(T=20 \text{ К}) = \mu_2(T=20 \text{ К}) = 1,15 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Зависимости подвижностей в подзонах С и АС состояний от температуры приведены на рис. 6.

Для разделения вкладов носителей в С и АС состояниях ($n_{1,2}(T)$) мы использовали также измерения в режиме квантового эффекта Холла. Наблюдаемое плато на зависимости холловского сопротивления (рис. 7,а) с соответствующими факторами заполнения (ν_{exp}) определяются суммарной концентрацией электронов ($n_1 + n_2$). Поэтому ν_{exp} является суммой парциальных факторов заполнения ($\nu_{\text{exp}} = \nu_1 + \nu_2$). Из-за отсутствия спинового расщепления нулевого уровня Ландау (УЛ) в подзоне АС состояний в магнитном поле, соответствующем $\nu_{\text{exp}} = 3$, на зависимости $\rho_{xx}(B)$ наблюдается максимум (см. рис. 7,а,б). Мы считаем, что ($\nu_{\text{exp}} = 3 = \nu_1 + \nu_2 = 2 + 1$). Знание ν_1, ν_2 и соответствующих значений магнитного поля позволяет определить n_1 и n_2 . Значения n_1 и n_2 , найденные таким способом, практически совпадают с найденными

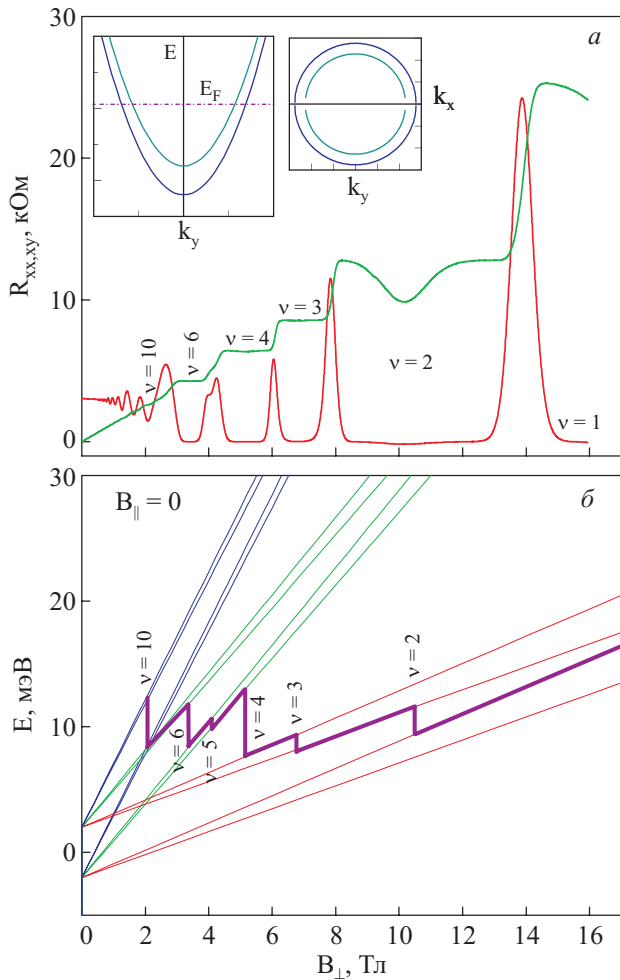


Рис. 7. Зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла в интервале температур 2–70 К для образца 3982 (а). Рассчитанная картина уровней Ландау при $T = 2$ К для образца 3982 (б).

из измерений константы Холла и положительного магнитосопротивления.

4.2. Следующим шагом было создание программы расчета теоретических зависимостей компонент тензора проводимости от магнитного поля до 1,5 Тл для температур в интервале 2–70 К в соответствии с выражениями (13) и (14). Следует отметить, что для запуска программы расчета нужно ввести только значения концентраций двух типов носителей n_1 и n_2 , их эффективных масс m_1 и m_2 , g -факторов, подвижностей электронов μ_1 и μ_2 . Все параметры теории квантовых поправок (время сбоя фазы из-за неупругого рассеяния τ_φ , префактор α и ферми-жидкостные константы ЭЭВ в диффузионном и баллистическом режимах F_0^σ и \tilde{F}_0^σ) рассчитываются автоматически. На этом этапе расчетов встал следующий вопрос: в настоящее время отсутствуют какие-либо серьезные соображения по поводу зависимости ферми-жидкостных констант ЭЭВ для

случая сильного взаимодействия ($r_s \gg 1$), поэтому была использована формула для $F_0^\sigma(r_s)$ из работы [3] (см. выражения (21)–(24)). Из выражения (22) нетрудно получить предельное значение $F_0^\sigma = -0,5$ при $r_s \gg 1$. Однако по определению предельное значение $F_0^\sigma = -1$. Кроме того, расчеты температурных зависимостей проводимости для различных F_0^σ , проведенных теми же авторами [3], также выполнены до $F_0^\sigma = -1$.

4.3. Расчеты по программе проведены в следующей последовательности.

4.3.1. Все зависимости компонент тензоров проводимости и сопротивления от температуры и магнитного поля (см. (2) и (13),(14)) рассчитаны с учетом только квантовых поправок в диффузионном и баллистическом режимах (см. (15)–(20)) с теоретическими значениями всех параметров теории (8)–(11), (21)–(24). Кроме того, учитывалось влияние эффектов Зеемана и Шубникова–де Гааза. Расчетные зависимости приведены на рис. 8 и 9.

Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными (см. рис. 2–4) позволяет отметить следующее.

– В отличие от экспериментальных зависимостей $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ (рис. 4) на расчетных зависимостях $\sigma_{xx}(B, T)$ (рис. 8) отсутствует T_{ind} -точка — все магнитопольные зависимости при различных температурах параллельны друг другу, а на $\sigma_{xy}(B, T)$ наблюдается очень слабая зависимость от температуры.

– Что касается зависимостей T_{ind} -точки и $\rho_{xy}(B, T)$, то зависимость от температуры продольной компоненты тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ гораздо слабее, а холловской, наоборот, гораздо сильнее (рис. 9).

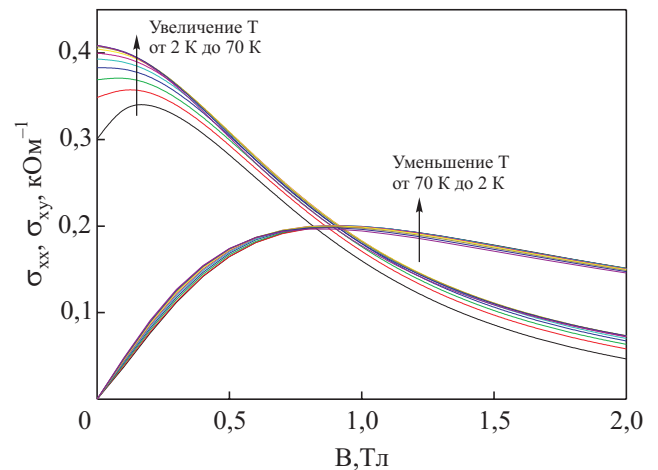


Рис. 8. Расчетные зависимости компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ от магнитного поля при температурах 2–70 К с квантовыми поправками от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах, от слабой локализации и с учетом осцилляций Шубникова–де Гааза и влияния спинового расщепления на поправки от ЭЭВ.

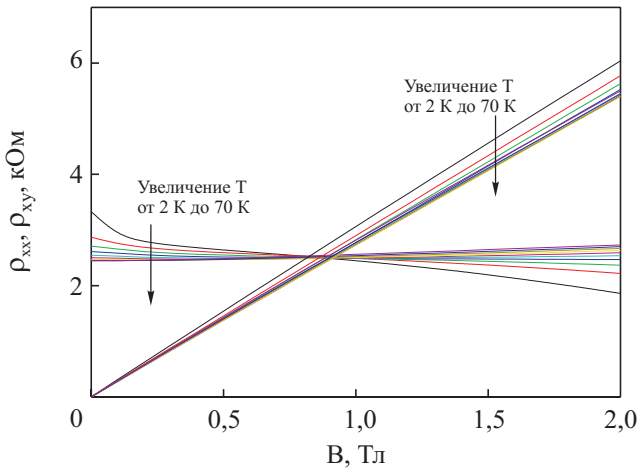


Рис. 9. Расчетные зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$, полученные после инвертирования тензора проводимости, представленного на рис. 8.

– В нулевом магнитном поле отсутствует совпадение значений проводимости и сопротивления. Кроме того, расчетные зависимости $\sigma(T)$ и $\rho(T)$ (рис. 13) имеют логарифмический вид во всем интервале температур (см. вставку на рис. 13), как это и предсказывается теорией квантовых поправок. В экспериментальной зависимости (рис. 2) явно наблюдается дополнительная линейная составляющая.

– Существенно отличается и осцилляционная картина в сильных магнитных полях ($\omega_c \tau > 1$). На наш взгляд, это связано с тем, что в расчетных выражениях не заложен переход в режим КЭХ.

Таким образом, учет только квантовых поправок дает зависимости проводимости и сопротивления от температуры и магнитного поля, которые даже качественно не совпадают с экспериментальными.

4.3.2. Поскольку известные до сих пор возможности исчерпаны, для того, чтобы получить хотя бы качественное совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей, было решено прибегнуть к дополнительным вкладам как в диффузионном, так и в баллистическом канале. Учет дополнительного линейного по температуре вклада с коэффициентом A_{d1} приводит к тому, что при $A_{d1} > 0$ расстояние между параллельными кривыми на расчетных зависимостях $\sigma_{xx}(B,T)$ только увеличивается (см. рис. 10), а при $A_{d1} < 0$ — уменьшается. На расчетных зависимостях $\sigma_{xy}(B,T)$ изменений не наблюдается. Кроме того, учет этого вида вклада приводит к сдвигу T_{ind} -точки на зависимости $\rho_{xx}(B,T)$. Более подробное обсуждение этих результатов выходит за рамки настоящей работы и предполагается в другой работе.

4.3.3. На рис. 11, 12 приведены расчетные зависимости компонент тензоров проводимости и сопротивления от температуры и магнитного поля, полученные

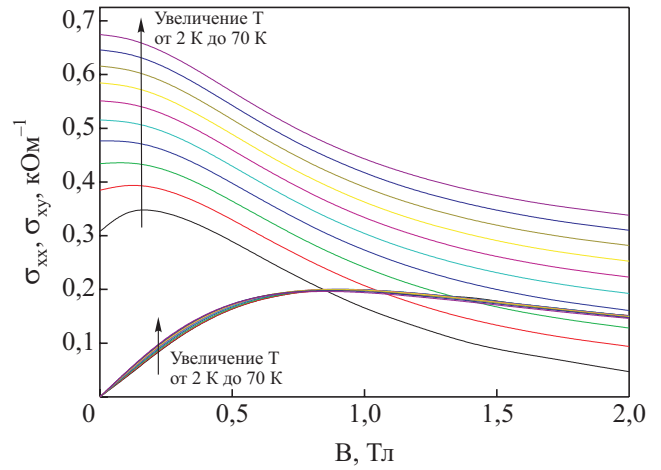


Рис. 10. Расчетные зависимости компонент тензоров проводимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$ с учетом несимметричного вклада с линейной температурной зависимостью и коэффициентами $A_{b1} = 0$ и $A_{d1} = +0,5$.

при учете всех квантовых поправок (см. п. 4.3.1.) и дополнительного линейного вклада с диэлектрическим типом проводимости в баллистическом режиме, причем только для первого типа электронов (в подзоне С состояний), т.е. $A_{b1} = 0,5$.

Сравнение расчетных зависимостей (рис. 8–13) с экспериментальными (см. рис. 2–4) позволяет отметить следующее.

– Удалось добиться хорошего качественного совпадения, по-прежнему количественное совпадение остается желать лучшего. Нужно более тщательно подбирать A_{b1} и g -фактор (эти параметры не являются параметрами ТКП).

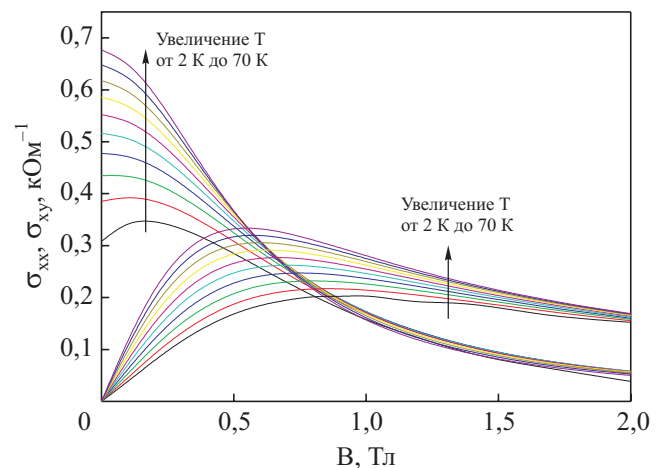


Рис. 11. Расчетные зависимости компонент тензоров проводимости $\sigma_{xx}(B,T)$ и $\sigma_{xy}(B,T)$ с учетом симметричного вклада с линейной температурной зависимостью и коэффициентами $A_{b1} = +0,5$ и $A_{d1} = 0$.

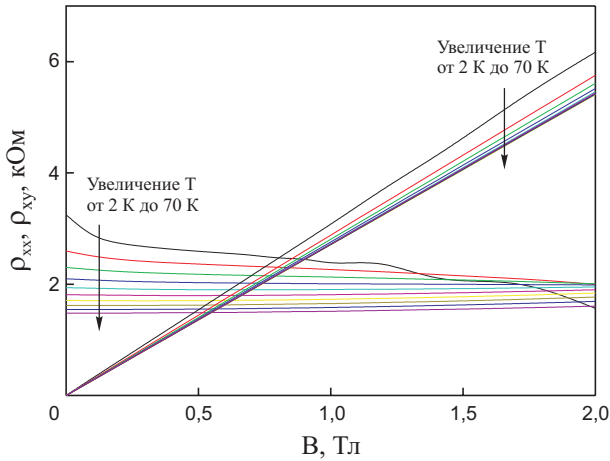


Рис. 12. Расчетные зависимости компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$, полученные после инвертирования тензора проводимости, представленного на рис. 11.

4.4. Сразу же возникает вопрос: что это за дополнительный вклад? Впервые к его помощи пришлось прибегнуть авторам работы [16]. Сложную экспериментальную зависимость продольной проводимости от температуры в нулевом магнитном поле авторы анализировали с помощью выражения

$$\sigma_{xx}(0) \cong \sigma(0)[1 - C^* T / T_F] + (e^2 / 2\pi^2 \hbar) \times \\ \times [\alpha p + (1 + 3 / 4F^*) \ln(kT\tau / \hbar)],$$

где C^* — параметр экранирования, а первое слагаемое (линейный вклад, пропорциональный T / T_F), помимо слаболокализационного $\sim \alpha p$ и вклада, обусловленного ЭЭВ $\sim (1 + 3/4F^*)$, в интерпретации авторов

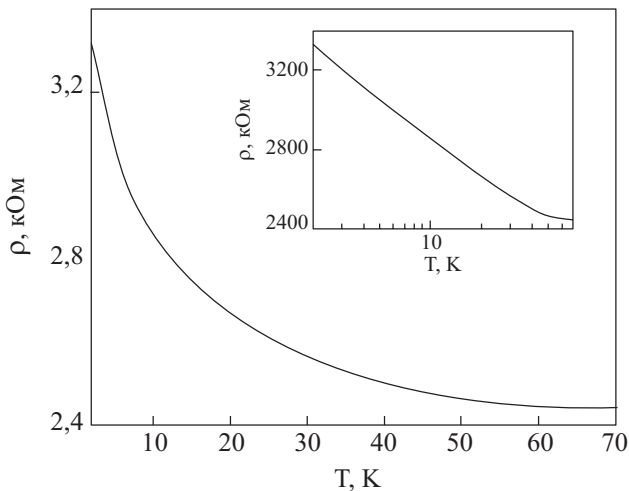


Рис. 13. Температурные зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле $\rho_{xx}(T, B = 0)$ с учетом поправок от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах ($A_{b1} = 0$) и поправки от слабой локализации.

представляет собой температурную зависимость друдевской проводимости $\sigma_D(T)$, связанную с температурно-зависимым экранированием (в литературе известна как модель Голда–Долгополова (ГД) [15]). В результате фитинга получены следующие значения параметров: $\sigma(0) = 1,47 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, $C^* = 1,3$, $\alpha p = 0,56$. По-видимому, использование авторами модели температурно-зависимого экранирования не совсем оправдано, так как в их условиях эксперимента $k_B T < \hbar / \tau$ ($k_B T \tau / \hbar = 0,04 - 0,24$), что находится за пределами применимости модели ГД. К аналогичной интерпретации с помощью модели температурно-зависимого экранирования пришлось прибегнуть и авторам работ [17, 18]. Удивительно, но и у этих авторов условия эксперимента по тем же причинам выходили за рамки применимости модели ГД. О том, что наблюдаемый ими линейный по температуре вклад не связан с зависящим от температуры экранированием говорит и тот факт, что найденные ими значения параметра экранирования C^* не совпадают с теоретическими. В работе [17] получено почти трехкратное превышение $C_{\text{exp}} = 6,1$ по сравнению с $C_{\text{theor}} = 2,5$. После долгого обсуждения возможных механизмов наблюдаемого линейного по температуре вклада авторы [17] в конце концов остановились на квантовой поправке от ЭЭВ в баллистическом режиме [3]. И поэтому, вполне естественно, получили аномально высокие значения константы ЭЭВ $F_0^\sigma = - (0,55 - 0,65)$ для образцов с минимальными значениями параметра $C_{\text{exp}} = 2,5$. Кроме того, следует отметить еще один момент. В работе [18] при изменении концентрации носителей заряда в нулевом магнитном поле наблюдался переход от проводимости металлического типа, $d\rho / dT > 0$, к проводимости диэлектрического типа, $d\rho / dT < 0$. Почему-то авторы работы [18] анализировали с помощью модели ГД только зависимости металлического типа $\sigma_D(T)$, а наличие линейного вклада с $\sigma_D(T)$ диэлектрического типа игнорировали. Значение параметра C_{exp} , полученное из анализа, также не совпадало с теоретическим согласно модели ГД.

5. Заключение

1. Проведен расчет проводимости в нулевом магнитном поле и тензоров проводимости и сопротивления в магнитном поле с учетом вкладов от слабой локализации, электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах в рамках теории Залы–Нарожного–Алейнера [3, 4], влияния спиновых эффектов на ЭЭВ и осцилляций Шубникова–де Газа. Все поправки, кроме поправки от ЭЭВ в диффузионном режиме, учтены путем перенормировки транспортного времени релаксации импульса электрона, входящего в друдевскую проводимость.

Кроме того, в программы для расчетов введены вклады от дополнительных каналов проводимости с линейной температурной зависимостью как в диффузионном, так и в баллистическом режимах. Конкретный механизм проводимости в этих дополнительных каналах (проводимость в барьерах, проводимость, обусловленная температурно-зависимым экранированием [15] и т.п.) пока не установлен.

2. Учет специфических особенностей двойной квантовой ямы — участие в проводимости двух типов носителей — на первом этапе расчетов проведен аддитивным образом: все поправки к проводимостям носителей в двух подзонах симметричных и антисимметричных состояний считались независимыми друг от друга. Таким образом, при запуске расчета теоретических зависимостей (пункты 2 и 3) задаются только концентрации носителей в двух подзонах и независящее от температуры и параметров теории квантовых поправок неперенормированное время релаксации импульса электронов.

3. Показано, что для целого ряда структур (как в наших экспериментах, ДКЯ n-InGaAs/GaAs, так и хорошо известных в имеющейся на сегодняшний день литературе) учет всех квантовых поправок с теоретическими значениями параметров (времени сбоя фазы, ферми-жидкостных констант электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и баллистическом режимах) не позволяет описать экспериментальные результаты даже на качественном уровне.

4. Показано, что учет вкладов от дополнительных каналов проводимости позволяет гораздо лучше описать экспериментальные результаты для этих структур даже с теоретическими значениями параметров теории квантовых поправок в диффузионном и баллистическом режимах, иногда даже на количественном уровне.

Работа выполнена в рамках РФФИ проекта №08-02-00222, 09-02-96518 и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые гетероструктуры».

1. В.Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, Москва (2005).
2. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disorder Systems*, Amsterdam (1985).
3. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001); *ibid.* **B64**, 201201(R) (2001).
4. G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B65**, 020201(R) (2001); *cond-mat/0201137*.
5. S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, and M. D'Iorio, *Phys. Rev.* **B50**, 8039 (1994).
6. E. Abrahams, S.V. Kravchenko, and M.P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001); S.V. Kravchenko and M.P. Sarachik, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 1 (2004); A.A.

- Shashkin, *УФН* **175**, 139 (2005); *E-print archives, cond-mat/0405556*.
7. Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushina, M.V. Yakunin, and O.A. Kuznetsov, *Low Temp. Phys.* **30**, 867 (2004).
8. М.В. Якунин, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, *ФНТ* **33**, 151 (2007).
9. Ю.Г. Арапов, М.В. Якунин, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, С.М. Подгорных, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, *ФНТ* **33**, 156 (2007).
10. Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, *ФНТ* **33**, 160 (2007).
11. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, and B.N. Zvonkov, *Phys. Rev.* **B64**, 235327 (2001); *ibid.* **67**, 205306 (2003).
12. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, I.V. Gornyi, *Phys. Rev.* **B70**, 245423 (2004); *ibid.* **72**, 165325 (2005); *ibid.* **74**, 045314 (2005).
13. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, and B.N. Zvonkov, *Phys. Rev.* **B75**, 193311 (2007); *Phys. Rev.* **B76**, 165314 (2007).
14. S. Hikami, A.I. Larkin, and I. Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
15. A. Gold and V.T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B33**, 1076 (1986); S. Das Sarma and H.W. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 164 (1999); *Phys. Rev.* **B61**, R7838 (2000).
16. C.F. Emeleus, T.E. Wall, D.W. Smith, N.L. Matthey, R.A. Kubik, E.H.C. Parker, and M.J. Kearney, *Phys. Rev.* **B47**, 10016 (1983).
17. P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, and P. Zawadzki, *Phys. Rev.* **B65**, 125328 (2002).
18. A. Senz, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, G. Dehlinger, D. Grützmacher, and U. Gennser, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4357 (2000).
19. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126403 (2003).
20. Y.Y. Proskuraykov, A.K. Savchenko, S.S. Safonov, M. Pepper, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076406 (2002).
21. Z.D. Kvon, O. Estivals, G.M. Gusev, and J.C. Portal, *Phys. Rev.* **B65**, 161304 (2002).
22. V.T. Renard, I.V. Gornyi, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, A.I. Toropov, and J.-C. Portal, *Phys. Rev.* **B72**, 075313 (2005).
23. S.A. Vitkalov, K. James, B.N. Narozhny, M.P. Sarachik, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B 67**, 113310 (2003).
24. M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, M. Pepper, E.H. Linfield, P.D. Rose, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2489 (2000).
25. S. McPhail, C.E. Yasin, M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, E.H. Linfield, M. Pepper, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev.* **B70**, 245311 (2004).

Magnetotransport in 2D structures
n-InGaAs/GaAs with double quantum wells
in the vicinity of insulator to quantum Hall effect
regime transition

Yu.G. Arapov, I.V. Karskanov, G.I. Harus, V.N. Neverov,
N.G. Shelushinina, and M.V. Yakunin

Temperature and magnetic field dependences of conductivity and resistivity tensor components with account of the quantum corrections due to weak localization (WL) and electron-electron interactions (EEI) effects at diffusive and ballistic regimes have been calculated. The quantum corrections to the conductivity due to WL and EEI at the ballistic regime and the influence of spin and oscillation effects have been accounted by the renormalization of momentum relaxation time that results in a temperature dependence of the Drude conductivity. The conductivity and resistivity tensor components are calculated by using the theoretical

quantum correction parameter values. The latter depend only on electron density and mobility of a concrete sample. The calculated results were compared with the experimental data for the 2D structures *n*-InGaAs/GaAs with double quantum wells. It is shown that the account of the quantum corrections with the theoretical values of the parameters does not allow the experimental results to be described even qualitatively — additional, temperature dependent contributions to the Drude conductivity should be taken into account.

PACS: 73.20.Fz Weak or Anderson localization;
73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects (including thermomagnetic effects);
71.30.+h Metal–insulator transitions and other electronic transitions.

Keywords: quantum corrections to the conductivity, weak localization, electron-electron interactions, diffusive and ballistic regimes.