

# Температурная зависимость квантового времени жизни в структурах $n$ -InGaAs/GaAs с двойными сильно связанными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов<sup>1</sup>, С.В. Гудина<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1,2</sup>, М.В. Якунин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия

E-mail: arapov@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

Статья поступила в редакцию 10 октября 2012 г.

Экспериментально исследовано продольное  $\rho_{xx}(B)$  и холловское  $\rho_{xy}(B)$  магнитосопротивление в параллельных и перпендикулярных плоскости образца магнитных полях в наноструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs с двойными сильно связанными квантовыми ямами в диапазоне магнитных полей  $B = 0-9,0$  Тл и температур  $T = 1,8-70$  К. Представлены результаты исследования температурной зависимости квантового времени жизни в диффузионном ( $k_B T/\tau_{tr} \ll 1$ ) и баллистическом ( $k_B T/\tau_{tr} \gg 1$ ) режимах. Установлено, что в баллистическом режиме в интервале температур, где  $k_B T/E_F < 0,1$ , наблюдаемая квадратичная температурная зависимость квантового времени жизни определяется неупругим электрон-электронным рассеянием. Однако полученная зависимость во всем диапазоне температур существующими теориями количественно не описывается.

Експериментально досліджено подовжній  $\rho_{xx}(B)$  та холловський  $\rho_{xy}(B)$  магнітоопір у паралельних та перпендикулярних площині зразка магнітних полях в наноструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs з подвійними сильно пов'язаними квантовими ямами в діапазоні магнітних полів  $B = 0-9,0$  Тл та температур  $T = 1,8-70$  К. Представлено результати дослідження температурної залежності квантового часу життя в дифузійному ( $k_B T/\tau_{tr} \ll 1$ ) та балістичному ( $k_B T/\tau_{tr} \gg 1$ ) режимах. Встановлено, що у балістичному режимі в інтервалі температур, де  $k_B T/E_F < 0,1$ , квадратична температурна залежність квантового часу життя, яка спостерігається, визначається непружним електрон-електронним розсіянням. Проте отримана залежність в усюму діапазоні температур існуючими теоріями кількісно не описується.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в структурах с границами раздела;

73.43.Qt Магнитосопротивление.

Ключевые слова: квантовое время жизни, квазидвумерный электронный газ, неупругое электрон-электронное рассеяние, диффузионный и баллистический режимы, резонансное туннелирование.

## 1. Введение

В энергетическом спектре двумерного электронного газа обнаружены две принципиально новые и очень важные особенности: во-первых, он является дискретным, и, во-вторых, движение электронов становится когерентным (волновая функция обладает определенной фазой, возникают квантовые интерференционные эффекты) до тех пор, пока носители заряда не испытывают неупругого рассеяния при движении из одного конца образца в другой. Рассеяние электронов ионизованными примесями, шероховатостями границ, самими электронами существенно модифицирует эти особен-

ности. В частности, неупругое электрон-электронное рассеяние приводит к уширению дискретных уровней энергии и сбою фазы волновой функции (дефазингу) и, как следствие, к сбою интерференционных (квантовых) эффектов: двумерный электронный газ становится квазиклассическим, что в ряде случаев играет существенную роль.

Зависимость электрон-электронного рассеяния от температуры не является универсальной и определяется размерностью электронной системы, степенью вырождения электронного газа, типом рассеивающего потенциала, характером экранирования и спецификой конкретного образца. На практике эта зависимость

проявляется в температурной зависимости двух времен: квантового времени жизни  $\tau_q(T)$  и времени неупругого рассеяния или сбоя фазы  $\tau_\phi(T)$ . Экспериментальное определение значений этих времен для разных температурных режимов, а также их зависимостей от специфики конкретных наноструктур — основной инструмент для изучения механизмов электрон-электронного рассеяния.

Квантовое время жизни, как правило, определяют из анализа зависимости амплитуд пиков осцилляций Шубникова–де-Гааза (ОШГ) от магнитного поля  $B_\perp^{-1}$ . Хорошо известно, что ОШГ, пригодные для анализа, реализуются только при температурах ниже 4,2 К, при которых вклад, обусловленный неупругими механизмами электрон-электронного рассеяния, очень мал, поскольку  $E_F \gg k_B T$ , а  $\hbar / \tau_q^{e-e}(T) \approx (k_B T)^2 / E_F$ , так что температурная зависимость  $\tau_q^{e-e}(T)$  не проявляется ( $E_F$  — энергия Ферми,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\tau_q^{e-e}$  — квантовое время жизни, связанное с электрон-электронным рассеянием). Таким образом, этот стандартный метод абсолютно не пригоден для измерения  $\tau_q^{e-e}(T)$ . В последнее время идет интенсивный поиск новых экспериментальных методик, позволяющих измерить  $\tau_q^{e-e}(T)$ . Наиболее многообещающими оказались методики исследования различных квазидвумерных структур. Например, в одиночных квантовых ямах с двумя заполненными подзонами пространственного квантования обнаружен новый тип осцилляций магнитосопротивления, так называемые магнитомеридианные осцилляции [1], которые наблюдаются как раз при высоких температурах, где ОШГ уже отсутствуют. Температурная зависимость амплитуд этих осцилляций обусловлена температурной зависимостью ширины уровней Ландау  $2\hbar/\tau_q(T)$  и, следовательно,  $\tau_q^{e-e}(T)$ . Еще более перспективными, на наш взгляд, являются квазидвумерные структуры с двумя квантовыми ямами (ДКЯ), в которых эффекты туннелирования между ямами непосредственно связаны с размытием уровней энергии электронных состояний.

Наличие дополнительных степеней свободы в квазидвумерных системах из двух туннельно связанных ДКЯ приводит к возникновению целого ряда новых и интересных магнитотранспортных явлений [1–20], которые сейчас активно изучаются с использованием различных кинетических методов. В частности, в нулевом магнитном поле в балансе (концентрации носителей заряда в ямах равны) и в случае несимметричного рассеяния (подвижности носителей заряда в ямах отличаются друг от друга) наблюдается резонансное сопротивление [15]. В параллельном магнитном поле  $B_\parallel$  это резонансное сопротивление подавляется. Хорошо известно, что наличие зависимости от  $B_\parallel$  есть мера квазидвумерности. Величина эффекта определяется величиной туннельной щели  $\Delta_{SAS}$  и размытием уровней энергии в ямах  $\hbar/\tau_q$  и, следовательно, кванто-

вым временем жизни [15]. Исследование структур с ДКЯ в параллельных магнитных полях в интервале температур, соответствующем баллистическому режиму, позволяет определить как туннельную щель, так и  $\tau_q(T)$ . Анализ  $1/\tau_q(T)$  позволяет получить информацию о специфике механизмов неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных системах.

Однако несмотря на достижения новых методик, проблема существенного несоответствия теории и эксперимента так и осталась нерешенной. В ряде экспериментов наблюдается не только количественное (на порядок), но и качественное расхождение. В литературе интенсивно обсуждается несколько причин этого [8–19]. В частности, используемые в эксперименте квазидвумерные системы все еще недостаточно «идеальны»: параметры конкретных структур не удовлетворяют условиям, заложенным в различные приближения в рамках ферми-жидкостной теории. Например, концентрации носителей заряда в используемых как в электронике, так и в эксперименте структурах, довольно низкие. При обсуждении наблюдающихся несоответствий экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями высказываются предположения, что взаимодействующий электронный газ в этих структурах вообще не является ферми-жидкостью. О других причинах этого расхождения мы поговорим ниже.

## 2. Теоретические зависимости квантового времени жизни от температуры

Хорошо известно, что температурная зависимость квантового времени жизни  $\tau_q(T)$  носителей заряда в полупроводниковых структурах есть следствие неупругого электрон-электронного рассеяния  $\tau_q^{e-e}(T)$ . Из простых физических соображений следует, что температурная зависимость времени между столкновениями электронов определяется двумя обстоятельствами. Первое, наиболее важное, это принцип Паули, ограничивающий фазовое пространство электрон-электронного взаимодействия, а второе — экранирование кулоновского взаимодействия между электронами [2–13]. Влияние принципа Паули в двумерном случае учитывается слагаемым  $A(k_B T/E_F)^2 \ln(E_F/(k_B T))$  в выражении (1) — это первый порядок учета кулоновского взаимодействия. Учет более высоких порядков и экранирования электрон-электронного взаимодействия также приводит к уменьшению сечения электрон-электронного рассеяния. В моделях, используемых для получения теоретических зависимостей  $\tau_q^{e-e}(T)$ , для полноты картины нужно рассматривать два канала электрон-электронного рассеяния (синглетный и триплетный) в двух температурных режимах (в диффузионном  $k_B T/\tau \ll 1$  и баллистическом  $k_B T/\tau \gg 1$ ) [8]. Однако известные на сегодняшний день теоретические работы, как правило, были сфокусированы только на

отдельных аспектах этой проблемы. В подавляющем большинстве теоретических работ авторы ограничивались рассмотрением только синглетного канала электрон-электронного рассеяния: в работах [2,3] в диффузионном, а в [4–6,8–13] — в баллистическом режимах. Баллистический режим в триплетном канале рассматривался только в работе [7]. Более того, в основном в этих работах шла речь только о поиске универсальных вкладов, не зависящих от специфики конкретных электронных систем (размерности, степени беспорядка, особенностей экранирования). Кроме того, в теоретических моделях использовались различные приближения (теория возмущений, приближение хаотических фаз, золотое правило Ферми). Накладываемые при этом ограничения на параметры электронных структур в эксперименте зачастую не выполняются.

Для идеально двумерной системы теоретическая зависимость обратного квантового времени жизни (скорости электрон-электронного рассеяния) от температуры в синглетном канале в баллистическом режиме была получена еще более четырех десятков лет назад в широко известной и самой цитируемой работе Джулиани и Куинна [3]:

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{E_F}{2\pi} \left( \frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) + \ln \left( \frac{2q_{TF}}{k_F} \right) + 1 \right]. \quad (1)$$

Фукуяма и Абрахамс [4] в пределе «грязного» металла также получили зависимость скорости электрон-электронного рассеяния от температуры в синглетном канале в диффузионном и баллистическом режимах. Влияние беспорядка они учитывали в первом порядке теории возмущений. Кроме того, они считали, что волновой вектор Томаса–Ферми  $q_{TF} \gg 2k_F$ :

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi E_F}{2} \left( \frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) \right] \quad \text{для } k_B T / \tau \gg 1, \quad (2a)$$

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{1}{2} \left( \frac{k_B T}{E_F \tau} \right) \left[ \ln \left( \frac{E_1}{k_B T} \right) \right] \quad \text{для } k_B T / \tau \ll 1. \quad (2б)$$

Видно, что выражения (1) и (2a) отличаются друг от друга значением численного коэффициента почти на порядок ( $\pi/2$  вместо  $1/2\pi$ ) и отсутствием нелогарифмических температурнонезависимых слагаемых в квадратных скобках.

В теоретической работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения по кулоновскому взаимодействию в одном слое двумерного газа привел к изменению численного коэффициента на  $\pi/8$  и появлению новых логарифмических и нелогарифмических температурнозависимых слагаемых в квадратных скобках в (1):

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi}{8} E_F \left( \frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \times \left[ \ln \left( \frac{4E_F}{k_B T} \right) - \ln \left( \frac{2p_F + \kappa}{\kappa + k_0} \right) - \frac{2}{(2p_F + k_0)} \frac{(2p_F - k_0)\kappa}{(\kappa + k_0)} \right], \quad (3)$$

где  $\kappa = 2\pi e^2 v / \chi$  и  $k_0 = k_B T / v_F$ .  $v = m / \pi \hbar^2$  — плотность состояний,  $\chi$  — диэлектрическая постоянная,  $v_F$  — фермиевская скорость электронов.

В сравнительно недавней работе [8], в которой теоретически исследованы процессы дефазинга при произвольном соотношении между величинами  $\hbar/\tau$  и  $k_B T$  с учетом перенормировки в триплетном канале кулоновского взаимодействия, было показано, что время сбоя фазы  $\tau_\phi$  при низких температурах  $k_B T \tau / \hbar \ll 1 + F_0^\sigma$ , где  $F_0^\sigma$  — безразмерная константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме, должно определяться уравнением:

$$\tau_\phi^{-1}(T) = \left[ 1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)(2 + F_0^\sigma)} \right] \frac{\pi G_0 k_B T}{\hbar \sigma_D} \ln \left( \frac{k_B T \tau_\phi}{\hbar} \right), \quad (4)$$

$$G_0 = 2\pi \hbar / e^2 R.$$

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

$$\tau_\phi^{-1}(T) = \left[ 1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)(2 + F_0^\sigma)} \right] \frac{k_B T G_0}{\hbar \sigma_0} \ln \left( \frac{\sigma_0}{G_0} (1 + F_0^\sigma) \right) + \frac{\pi}{4} \left[ 1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)^2} \right] \frac{k_B^2 T^2}{\hbar E_F} \ln \left( E_F \frac{\tau}{\hbar} \right). \quad (5)$$

При высоких температурах, когда доминируют процессы с передачей большого кванта энергии,

$$\tau_\phi^{-1}(T) = + \frac{\pi}{4} \frac{k_B^2 T^2}{B_{\text{coef}} \hbar E_F} \times \left\{ \ln \left( \frac{2E_F}{k_B T} \right) + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)^2} \ln \left( \frac{E_F}{k_B T \sqrt{b(F_0^\sigma)}} \right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $b(x) = (1 + x^2) / (1 + x)^2$ ,  $B_{\text{coef}}$  — численный коэффициент, который изменяется от 0,84 для слабых магнитных полей ( $\Omega_H \tau_\phi \gg 1$ ,  $\Omega_H = 4DeH / \hbar c$ ) до 0,79 в противоположном пределе.

Для квазидвумерных систем — одиночных квантовых ям с двумя подзонами пространственного квантования и двойных квантовых ям в балансе с подзонами симметричных и антисимметричных состояний, где

имеет место электрон-электронное взаимодействие как в подзонах, так и между подзонами, — выражения для зависимости скорости электрон-электронного рассеяния от температуры сильно усложняются. Прежде чем приступить к исследованию, например неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных полупроводниковых структурах, нужно разрешить, по крайней мере, две проблемы.

1. Поскольку  $\tau_q(T)$  не является непосредственно измеряемой в эксперименте величиной, нужно найти связь обратного времени неупругого электрон-электронного рассеяния с каким-либо измеряемым параметром исследуемой структуры. В частности, в нашем случае измеряемым эффектом была зависимость резонансного сопротивления структуры со сбалансированной ДКЯ от параллельной плоскости образца компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$  в широком интервале температур. Измерив эту зависимость и зная теоретическую взаимосвязь между резонансным сопротивлением и  $\tau_q$ , методом подгонки можно построить уже  $\tau_q(T)$ . В теоретической зависимости нужно учесть всю специфику эксперимента.

2. Получить уравнение, связывающее квантовое время жизни  $\tau_q(T)$  с микроскопическими параметрами образца. В теории используется много методов для получения таких уравнений. В частности, в квантовой физике золотое правило Ферми позволяет, используя временную теорию возмущений, вычислить вероятность перехода между двумя состояниями квантовой системы. Вероятность перехода в единицу времени обратно пропорциональна времени жизни состояния.

Решению этих проблем для структур с ДКЯ посвящен ряд теоретических [9–13] и экспериментальных работ [15–18], с сильно связанными ДКЯ — только [15]. В квазидвумерных структурах возникает необходимость учета целого ряда новых факторов: внутри- и межподзонного рассеяния, соотношения геометрических параметров образцов (ширины ямы и барьера, расстояния до легирующих примесей в барьерах), величины туннельной щели, баланса концентраций и степени симметричности рассеяния, т.е. подвижностей носителей заряда в квантовых ямах.

В теоретической работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения дал значение

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi E_F}{32} \left( \frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left\{ \left[ (1 + 2\kappa b)^2 + 2 \right] \ln \left( \frac{2E_F}{k_B T} \frac{pb}{p_F b} \right) - \ln \left( \frac{pb + 2\kappa b(1 + \kappa b)}{k_0 b + 2\kappa b(1 + \kappa b)} \right) - \frac{4[(1 + 2\kappa b)^2 + 1]\kappa b(pb - \kappa_0 b)(1 + \kappa b)}{[pb + 2\kappa b(1 + \kappa b)][\kappa_0 b + 2\kappa b(1 + \kappa b)]} \right\}, \quad (7)$$

где  $pb = \min(2p_F b, 1)$ ,  $k_0 = k_B T / v_F$ ,  $\kappa = 2\pi e^2 v / \chi$ ,  $v_F$  — фермиевская скорость электронов,  $\chi$  — диэлектрическая постоянная.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы образцы *n*-InGaAs/GaAs с сильно связанными ДКЯ, в которых проводимость осуществлялась по подзонам симметричных (S) и антисимметричных (AS) состояний, разделенных туннельной щелью ( $\Delta_{SAS} \geq 3,0$  мэВ). Квантовые ямы *n*-InGaAs шириной  $d_W = 5$  нм были разделены барьером из GaAs толщиной  $d_B = 10$  нм. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ( $N_D = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Области транспорта электронов и легирования находились на расстоянии, равном ширине спейсеров  $d_S = 190$  нм [4]. Измерения компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  проведены при 1,8 К  $< T < 70$  К в наклонных магнитных полях  $B(B_{\parallel}, B_{\perp})$  при детальном сканировании плоскости  $(B_{\parallel}, B_{\perp})$  в пределах всей окружности от полного значения магнитного поля в 9,0 Тл до нуля с использованием прецизионного электронно-управляемого программируемого вращателя фирмы «Quantum Design», позволяющего изменять угол поворота магнитного поля относительно нормали к плоскости слоев с шагом 0,1 градус. По набору полученных кривых  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  с помощью специальной программы интерполяцией строились сплошные поверхности  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  и  $\rho_{xy}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , один из вариантов которых при  $T = 1,8$  К представлен на рис. 1. Именно из таких поверхностей для различных температур в интервале 1,8–70 К программным способом извлекались сечения зависимостей  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  от одной из компонент,  $B_{\perp}$  или  $B_{\parallel}$ , при фиксированных значениях другой для дальнейшего анализа полу-

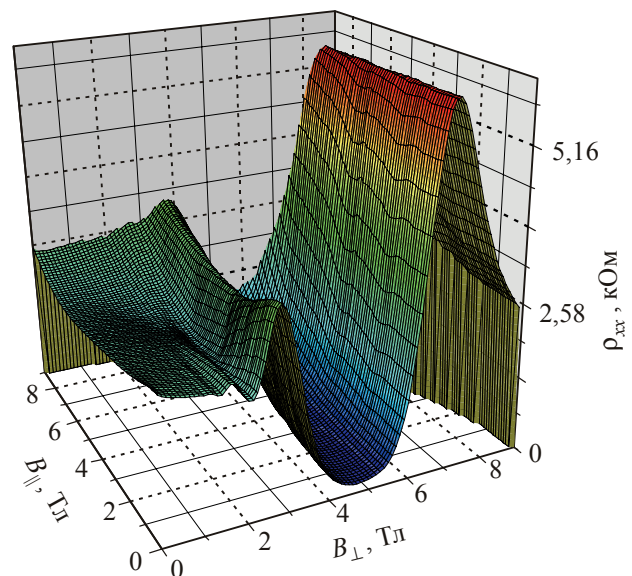


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  (объемная картина) образца в параллельном и перпендикулярном магнитном поле при температуре  $T = 1,8$  К.

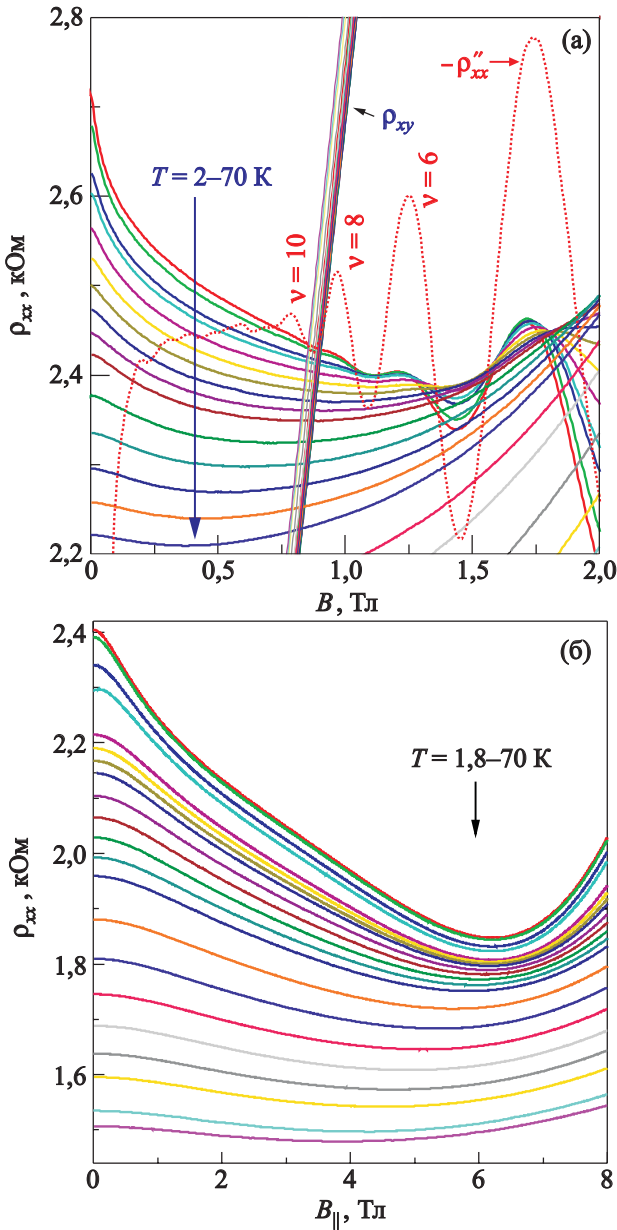


Рис. 2. Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  и  $\rho_{xy}(B_{\perp}, T)$  при различных температурах в перпендикулярном магнитном поле (а) и  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  в параллельном магнитном поле (б).

ченных зависимостей  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  и  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ . На рис. 2(а) и 2(б) представлены зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  и  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ . Видно, что как в перпендикулярном, так и в параллельном магнитном поле наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС).

Ранние экспериментальные работы по исследованию неупругого электрон-электронного рассеяния были сфокусированы на измерении времени сбоя фазы  $\tau_{\phi}(T)$ . Хорошо известно, что ОМС в  $B_{\perp}$  связано с подавлением квантовых эффектов слабой локализации. Анализ зависимости ОМС при различных температурах позволяет получить температурную зависимость времени неупругого рассеяния  $\tau_{\phi}(T)$ . В последнее время, однако, отдается предпочтение методикам ис-

следования температурных зависимостей эффектов тунnelирования между двумя квантовыми ямами, которые полностью определяются степенью уширения уровней энергии в квантовых ямах. Характеристикой размытия уровней является квантовое время жизни  $\tau_q$ . В данной работе будем анализировать только температурные зависимости ОМС в параллельном магнитном поле.

Было установлено, что в исследуемых нами структурах подвижности в подзонах S и AS состояний  $\mu_{S,AS}(T)$  имеют не только различные значения, но и разные температурные зависимости.  $\mu_S(T)$  имеет «диэлектрический» характер ( $d\rho/dT < 0$ ), а  $\mu_{AS}(T)$  — «металлический» ( $d\rho/dT > 0$ ). В результате, различие подвижностей с ростом  $T$  увеличивается, что неизбежно должно приводить к появлению резонансного сопротивления [15].

Известно, что в структурах с ДКЯ из-за различия подвижностей в квантовых ямах в балансе, когда концентрации в них равны, возникает так называемое резонансное сопротивление [15]. Параллельное магнитное поле существенно модифицирует энергетический спектр структуры с ДКЯ и подавляет эффекты тунnelирования между ямами [15]. В результате и резонансное сопротивление в этой структуре подавляется. Скорость этого подавления сильно зависит от температуры и связано это с температурной зависимостью квантового времени жизни  $\tau_q(T)$ . При увеличении температуры пики экспериментальных кривых  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  становятся шире, что связано с уменьшением  $\tau_q$  с ростом температуры.

В работах [15] получено следующее выражение для сопротивления в  $B \parallel k_y$ :

$$\rho_{xx}^{-1}(B) - \rho_{\text{off}}^{-1} = [\rho_{xx}(0)^{-1} - \rho_{\text{off}}^{-1}] f(B/B_c), \quad (8)$$

где  $f(x) = 2 \left[ (1+x^2)^{-0,5} - 1 \right] x^{-2}$ ,  $\rho_{\text{off}}$  — наименьшее сопротивление, соответствующее выходу ДКЯ из резонанса. Характеристическое магнитное поле  $B_c$  равно

$$B_c = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{v_F \tau_q b} \sqrt{1 + \left( \frac{\Delta_{SAS}}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{\tau_{\text{tr}}^1 + \tau_{\text{tr}}^2}{2} \tau_q \right)}, \quad (9)$$

где  $2\tau_q^{-1} = \tau_{q1}^{-1} + \tau_{q2}^{-1}$ .

Из анализа ОШГ в перпендикулярном магнитном поле при температурах меньше 8 К, эффекта Холла в слабом ( $R_H(B, T)$ ) и сильном магнитном поле, а также положительного магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле [17] при  $T \geq 20$  К мы определили концентрации, подвижности и транспортные времена релаксации носителей заряда в подзонах S и AS состояний ( $n_{S,AS}(T), \mu_{S,AS}(T), \tau_{\text{tr}}^1(T), \tau_{\text{tr}}^2(T)$  и энергии Ферми ( $E_{F_S} - E_{F_{AS}} = \Delta_{SAS}$ ) [17]. Суммарная концентрация электронов  $n_T = n_S + n_{AS} = 2,27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  определена из анализа положений пиков и плато кван-



тового эффекта Холла, эффективная подвижность  $\mu_T = 1,15 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/Вс. Из анализа активационной зависимости продольного сопротивления  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  в минимумах в режиме квантового эффекта Холла получено значение туннельной щели  $\Delta_{SAS} \approx 3,0$  мэВ [17].

Из выражения (9) для  $B_c$  видно, что  $\tau_q$  — единственный подгоночный параметр. Нами был проведен фитинг ОМС в параллельном магнитном поле для температур вплоть до 70,0 К. Примеры такой подгонки показаны на рис. 3. Это позволило получить зависимость  $\hbar/\tau_q(T)$ , а затем и  $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ . На рис. 4 полученная нами зависимость  $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$  представлена звездочками. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты из работы [18], а также ряд теоретических кривых (см. подписи к рисунку). Видно, что полученная нами зависимость  $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$  принципиально (как качественно, так и количественно) отличается от других. Во-первых, эта зависимость немонотонная, а во-вторых, при значениях  $k_B T/E_F < 0,1$  численные значения скорости электрон-электронного рассеяния существенно превышают как экспериментальные, так и теоретические данные других авторов.

Известно [18], что квантовое время жизни  $\tau_q$  определяется тремя механизмами рассеяния электронов. Рассеяние на ионизованных примесях  $\tau_q^{e-imp}$  является упругим и от  $T$  не зависит. Два других механизма рассеяния — на фононах ( $\tau_q^{e-ph}$ ) и электронов на электронах ( $\tau_q^{e-e}$ ) — зависят от температуры:

$$(\tau_q)^{-1} = (\tau_q^{e-imp})^{-1} + (\tau_q^{e-ph}(T))^{-1} + (\tau_q^{e-e}(T))^{-1}.$$

При низких температурах вклад  $(\tau_q^{e-e})^{-1}$  пропорционален  $k_B T/E_F \ll 1$ , и поэтому пренебрежи-

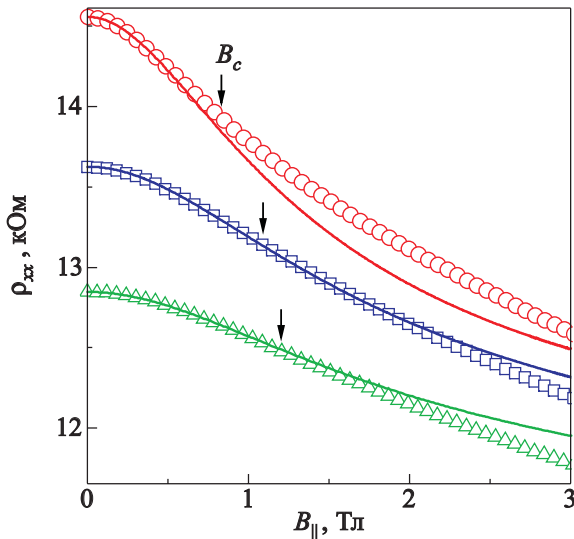


Рис. 3. Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  от параллельного магнитного поля при различных температурах  $T$ , К: 3 (○), 8 (□), 14 (△). Символы — экспериментальные данные, линии — теоретическая модель [15]. Стрелками указано полученное значение критического поля  $B_c$  (см. (9)).

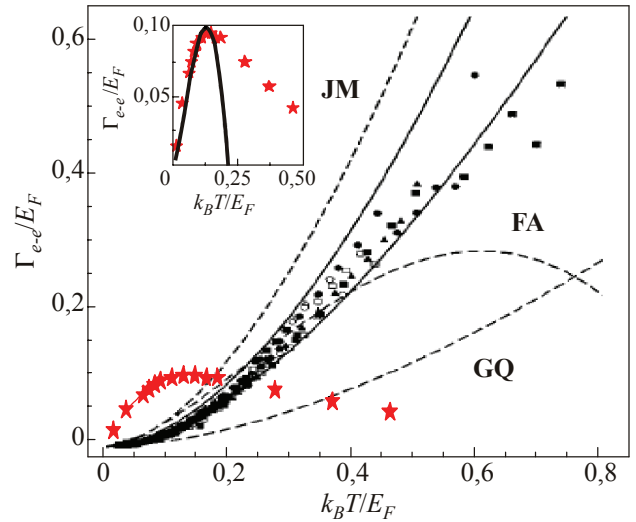


Рис. 4. Температурная зависимость квантового времени жизни. Пунктирные линии — теоретические зависимости: **GQ** [3] ( $A=1$ ); **FA** [4] ( $A=\pi$ ); **JM** [9] ( $A=\pi^2/2$ ). Сплошные линии — теоретические зависимости (1), символы — экспериментальные результаты из [18] ( $A=3,06 \pm 0,09$ ). (★) — экспериментальные результаты данной работы ( $A=\pi^2$ ). На вставке показаны результаты подгонки экспериментальных данных этой работы теоретическим выражением (1) [3] (сплошная линия).

мо мал и доминирующим вкладом является  $(\tau_q^{e-imp})^{-1}$ . При рассеянии на удаленных примесях (малоугловое рассеяние в наноструктурах со спейсером)

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-imp}} = \frac{\hbar^2 n_D}{2m^* s} \sqrt{\frac{\pi}{2}} n^{-0,5},$$

где  $n_D$  — концентрация примесей,  $s$  — ширина спейсера,  $4k_F ds \gg 1$  (для наших образцов  $4k_F ds \approx 10$ ). В работах Голда [14] показано, что при рассеянии электронов на фононах вклад  $(\tau_q^{e-ph})^{-1}$  сравним с  $(\tau_{tr})^{-1}$ , поэтому может быть найден из температурных зависимостей подвижности. Поскольку в структурах с селективным легированием (со спейсером) квантовое время жизни существенно меньше транспортного времени релаксации, для скоростей рассеяния можно записать соотношение

$$(\tau_q^{e-ph}(T))^{-1} \approx (\tau_{tr})^{-1} \ll (\tau_q^{e-e}(T))^{-1}.$$

Таким образом, можно считать, что полученная температурная зависимость квантового времени жизни связана с температурной зависимостью электрон-электронного рассеяния  $\tau_q^{e-e}(T)$ . На рис. 4 хорошо видно, что полученная нами зависимость является немонотонной. Характерный квадратичный вид наблюдается только при низких температурах ( $k_B T/E_F < 0,1$ ). Наблюдается также и количественное несовпадение с представленными на рисунке теорети-

ческими зависимостями. Обсудим, с чем может быть связано как качественное, так и количественное расхождение наших экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

Как уже отмечалось во введении, нет ни одной теоретической работы, которая с хорошей точностью описывала бы имеющиеся экспериментальные результаты. Оказалось, что универсальной зависимости электрон-электронного рассеяния от температуры в двумерных структурах (как, например, для квантового эффекта Холла) не существует. Все определяется спецификой конкретной экспериментальной ситуации.

Все известные нам в литературе [3–13] теоретические зависимости  $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$  (см. п. 2) могут быть представлены в следующей форме:

$$y = Ax^2(-\ln x + \ln B \pm C), \quad (10)$$

где аргументом является  $x = k_B T/\epsilon_F$ . Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  у разных авторов связаны с учетом различных механизмов электрон-электронного взаимодействия, экранирования, специфики конкретной электронной структуры, поэтому имеют различный аналитический вид. Нетрудно видеть, что данная зависимость имеет экстремум при определенных соотношениях параметров. Положение максимума существенно зависит от параметров  $B$  и  $C$ , а его амплитуда определяется параметрами  $A$  и  $C$ .

Коэффициент  $A$  определяется методом расчета и используемыми допущениями. Его значение очень сильно отличается у разных авторов. Так, в работах [10]  $A = \pi/4$ , в [2,3]  $A = 1/(2\pi)$ , в [4]  $A = \pi/2$ , в [9]  $A = \pi^2/2$  (см. подписи к рис. 4). В работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения дал значение  $\pi/8$ .

Например, в работе [18] после обработки более 300 экспериментальных зависимостей было установлено, что для совпадения эксперимента с широко принятой теорией [3] в выражение (1) нужно добавить коэффициент  $A = 3,06 \pm 0,09$ . Все теоретические зависимости, приведенные на рис. 4, взятом из работы [18], отличаются друг от друга только значением коэффициента  $A$ . В частности, для количественного совпадения наших экспериментальных результатов с теорией [3] коэффициент  $A$  должен быть равен  $\pi^2$ . Значения  $A$  для цитируемых работ приведены в подписях к рис. 4. Хорошо видно, что различие увеличивается с ростом  $k_B T/E_F$ . Можно назвать ряд причин различия коэффициента  $A$  у разных авторов. Во-первых, все теории построены с учетом выполнения условия малости энергии возбужденного электрона, участвующего в акте рассеяния, относительно энергии Ферми  $k_B T/E_F \ll 1$ . Авторы работы [11] считают, что более правильным является другой критерий:  $\ln(E_F/k_B T) \gg 1$ . Во-вторых,  $k_B T/E_F$  при одних и тех температурах растет при уменьшении концентрации, что ведет к росту беспорядка в системе

и к трудностям с выполнением приближений, в которых выполнены все приведенные теоретические работы. В-третьих, до сих пор нет консенсуса, как учитывать межподзонное и обменное электрон-электронное рассеяние в квазидвумерных структурах.

С коэффициентами  $B$  и  $C$  ситуация такая же неоднозначная. Вид второго и третьего слагаемых в (10) определяется особенностями эффектов экранирования и спецификой конкретных экспериментальных структур.

Нами была осуществлена подгонка экспериментальной зависимости (см. вставку на рис. 4) с помощью (10). Оказалось, что положение и амплитуду максимума можно описать со следующими значениями параметров:  $A = 10$ ,  $B = 0,1$  и  $C = 0$ . Следует заметить, что  $B = 2q_{TF}/k_F = 0,1$  (согласно (1)), это не физический результат. Для двумерного электронного газа в реальных наноструктурах с малой концентрацией носителей заряда волновой вектор экранирования Томаса–Ферми больше фермиевского волнового вектора ( $B > 1$ ). Но нетрудно видеть, что экспериментальную зависимость можно также описать следующим выражением:

$$y = Ax^2 \left[ \ln \left( \frac{1}{x} \right) + \ln \left( B + e^{\pm C} \right) \right]. \quad (11)$$

При любом значении  $B > 1$  можно найти  $C < 0$ .

Как уже упоминалось, дополнительные слагаемые в квадратных скобках учитывают роль специфических особенностей конкретной электронной системы и экспериментальной методики. Мы имеем дело с образцами наноструктур с двумя сильно связанными квантовыми ямами. Специфические свойства в данном случае определяются прежде всего соотношениями следующих параметров: транспортного времени релаксации  $\tau_{tr}$ , квантового времени жизни  $\tau_q$ , времени сбоя фазы  $\tau_\phi$ , временами межподзонного рассеяния  $\tau_{12,21}$ , расстоянием между центрами двух квантовых ям  $b$ , длиной экранирования  $\xi$ , равной половине борновского радиуса  $a^B/2$ , а также соотношениями  $k_B T/E_F$  и  $\Delta_{SAS}/k_B T$ . В предельных случаях  $b = \infty$  или даже  $b \gg \xi$  двойную квантовую яму можно рассматривать как две независимые квантовые ямы (при этом  $\tau_{12} = \tau_{21} \gg \tau_q, \hbar/(k_B T)$ ), и скорость электрон-электронного рассеяния ДКЯ будет суммой скоростей в отдельных квантовых ямах. Для анализа температурных зависимостей квантового времени жизни  $\tau_q^{e-e}(T)$  можно пользоваться теоретическими моделями и выражениями (1)–(7).

В другом предельном случае  $b = 0$  или  $b \ll \xi$  ДКЯ можно считать одиночной квантовой ямой, при этом  $\tau_{12} = \tau_{21} \ll \tau_q, \hbar/(k_B T)$ . В этом случае электронная система имеет четырехкратное вырождение (по спине и псевдоспину), аналогично спиновому и долинному вырождению в структурах  $n$ -SiMOSFET. Учет электрон-электронного взаимодействия в пятнадцати три-

плетных каналах в баллистическом режиме сильно усложняется, даже при одинаковых концентрациях ( $n_1 = n_2$ ) и подвижностях ( $\mu_1 = \mu_2$ ) электронов в ямах [20]. Экспериментально предел  $b\xi \leq 1$  практически (по крайней мере, в настоящее время) не достигим.

На эксперименте мы, как правило, имеем дело с промежуточным случаем. Для наших структур  $b \geq 3\xi$ , а концентрации и подвижности в ямах различные. Поэтому теоретические результаты работы [20] не могут быть использованы в нашем случае. Аналитические выражения для логарифмических температурнозависимых слагаемых в фигурных скобках (7) [12] нельзя представить требуемой для нас функцией типа (11).

#### 4. Заключение

Измерены температурные зависимости квантового времени жизни в структурах  $n$ -InGaAs/GaAs в интервале температур 1,8–70 К с использованием методики измерения ОМС в этом же интервале температур в параллельном магнитном поле. Показано, что эта методика является более удачной, чем измерение ОШГ для исследования температурных зависимостей квантового времени жизни и неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных структурах с ДКЯ. Предложены и обсуждены возможные причины как качественного, так и количественного отклонения экспериментальной температурной зависимости электрон-электронного рассеяния от теоретической во всем интервале температур. Полученная зависимость  $\tau_q^{e-e}(T)$  не описывается существующими теориями.

Работа поддержана РФФИ, грант № 11-02-00427 и Программой президиума РАН 12-П-2-1051.

1. S. Dietrich, S. Vitkalov, D. Dmitriev, and A. Bykov, *Phys. Rev. B* **85**, 115312 (2012); M.E. Raikh and T.V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B* **49**, 5531 (1994).
2. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), North-Holland, Amsterdam (1985); A.V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1845 (1971); C. Hodges, H. Smith, and J.W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **4**, 302 (1971).
3. G.F. Giuliani and J.J. Quinn, *Phys. Rev. B* **26**, 4421 (1982).
4. H. Fukuyama and E. Abrahams, *Phys. Rev. B* **27**, 5976 (1983).
5. J. Rammer and H. Smith, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 323 (1986).
6. G. Fasol, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2430 (1991).
7. C. Castellani, C. DiCastro, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1179 (1986).
8. G. Zala, B. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, 180202 (2002).
9. T. Jungwirth and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **53**, 7403 (1996).
10. L. Zheng and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **53**, 9964 (1996).
11. D. Menashe and B. Laikhtman, *Phys. Rev. B* **54**, 11561 (1996).
12. M. Reizer and J.W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **55**, R7363 (1997).
13. Z. Qian and G. Vignale, *Phys. Rev. B* **71**, 075112 (2005); Z. Qian, *Phys. Rev. B* **74**, 245112 (2006).
14. A. Gold, *Phys. Rev. B* **38**, 10798 (1988).
15. A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1929 (1990); Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **50**, 15420 (1994); Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995); M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, and A. Palevski, *Phys. Rev. B* **53**, 4065 (1996).
16. R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, and Y. Feng, *Phys. Rev. B* **71**, 155310 (2005).
17. Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, *ФHT* **35**, 44 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 32 (2009)].
18. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A.C. Jones, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, 10614 (1996).
19. S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **52**, 14825 (1995).
20. A.U. Sharafutdinov and I.S. Burmistrov, *Phys. Rev. B* **84**, 075338 (2011); G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.K. Bakarov, and D.V. Dmitriev, *Phys. Rev. B* **82**, 165325 (2010).

#### Temperature dependence of quantum lifetime in $n$ -InGaAs/GaAs structures with double strongly-coupled quantum wells

Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, and M.V. Yakunin

Longitudinal  $\rho_{xx}(B)$  and Hall  $\rho_{xy}(B)$  magnetoresistances have been investigated experimentally as a function of the in-plane and transverse magnetic fields in a  $n$ -InGaAs/GaAs structures with strongly-coupled double quantum wells in the temperature range  $T = 1.8$ –70 K and magnetic fields  $B = 0$ –9,0 T. The experimental data on temperature dependence of quantum lifetime in diffusive ( $k_B T/\tau_{tr} \ll 1$ ) and ballistic ( $k_B T/\tau_{tr} \gg 1$ ) regimes are considered. It is found that for the ballistic regime temperatures,  $k_B T/E_F < 0.1$ , the observed quadratic temperature dependence of quantum lifetime is determined by inelastic electron-electron scattering. However, in the whole temperature range the temperature dependence of quantum lifetime is not described quantitatively by the existing theories.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;  
**73.40.-c** Electronic transport in interface structures;  
 73.43.Qt Quantum transport.

Keywords: quantum lifetime, quasi-two-dimensional electron gas, inelastic electron-electron scattering, diffusive and ballistic regimes, resonance tunneling.