

# Квантовая когерентность и эффект Кондо в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/GaN

© Н.К. Чумаков<sup>1</sup>, И.А. Черных<sup>1</sup>, А.Б. Давыдов<sup>2</sup>, И.С. Езубченко<sup>1</sup>, Ю.В. Грищенко<sup>1</sup>, Л.Л. Лев<sup>3,4</sup>,  
И.О. Майборода<sup>1</sup>, Л.А. Моргун<sup>2</sup>, В.Н. Строков<sup>4</sup>, В.Г. Валеев<sup>1</sup>, М.Л. Занавескин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт,  
141701 Московская обл., Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup> Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute,  
CH-5232 Villigen, Switzerland

E-mail: chumakov\_nk@nrcki.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Сообщается о необычном наблюдении эффекта Кондо в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/GaN. Температурная зависимость удельного сопротивления в отсутствие магнитного поля демонстрирует рост  $< 120$  К, сменяясь стандартным слаболокализационным, а затем слабоантилокализационным поведением при  $T \rightarrow 0$ . Магнетотранспортные исследования системы проведены в интервале температур 0.1–300 К и магнитных полях до 8 Тл, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG. Данные экспериментов анализируются в рамках многоканальной модели Кондо для  $d_0$ -магнитных материалов и теории слабой локализации с учетом спин-орбитального взаимодействия.

**Ключевые слова:** нитридные гетероструктуры, двумерный электронный газ,  $d_0$ -магнетизм, эффект Кондо, спин-орбитальное взаимодействие.

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49840.34

## 1. Введение

Вюрцитные гетероструктуры AlGaIn/GaN и транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на их основе активно исследуются в последние десятилетия в качестве потенциальных кандидатов для создания следующего поколения мощной, высокотемпературной и микроволновой электроники. Этот интерес обусловлен тем, что в них достигнуты плотности тока, рабочие температуры, напряжения пробоя и частоты отсечки, значительно более высокие в сравнении с аналогичными свойствами всех существующих систем на основе GaAs, Si и Ge [1]. Указанные свойства уникальны и обусловлены наличием в них двумерного электронного газа (2DEG) с концентрацией носителей  $\sim 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, локализованного в окрестности границы раздела материалов гетероструктуры, без специального легирования. Эта величина не менее чем на порядок больше, чем электронная плотность, достижимая в других структурах III–V материалов [2]. Возникновение 2DEG высокой плотности объясняется образованием на гетеропереходе системы, где большой скачок зоны проводимости сосуществует с большой пьезоэлектрической и спонтанной поляризацией материала, глубокой квантовой ямы в форме шипа [3].

Несмотря на недавний значительный прогресс в разработке III-нитридных функциональных систем, это семейство полупроводниковых материалов продолжает

приносить сюрпризы. В настоящей работе мы сообщаем о необычном для магнитно-нелегированных материалов наблюдении эффекта Кондо в HEMT на основе AlGaIn/GaN, синтезированных без каких-либо магнитных примесей, и анализируем в этом свете данные магнетотранспортных исследований системы, проведенных нами в интервале температур 0.1–300 К и магнитных полях до 8 Тл, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG.

## 2. Детали эксперимента

Нитридные гетероструктуры с 2DEG были выращены на  $c$ -ориентированной сапфировой подложке в MBE-системе SemiTeq STE3N, снабженной источником аммиака (NH<sub>3</sub>). Перед осаждением подложку отжигали в течение 1 ч и затем азотировали в течение 40 мин при  $T = 850^\circ\text{C}$ . Буферные слои были выращены в потоках Al и Ga со скоростями роста AlN и GaN в 200 и 270 нм/ч соответственно. Осаждение начиналось со слоя AlN толщиной 10 нм, выращенного при  $T = 1020^\circ\text{C}$  в потоке аммиака 200 см<sup>3</sup>/мин. Комбинация длительного азотирования субстрата с тонким зародышевым слоем AlN, выращенным при относительно высоком потоке аммиака, позволила подавить образование инвертированных доменов AlN на сапфировой подложке [4]. Затем алюминиевый затвор закрывался, а температуру

подложки повышали до 1120°C. Для улучшения качества кристаллов и сглаживания поверхности пленки следующий высокотемпературный слой AlN толщиной 200 нм был нанесен с добавкой Ga в качестве поверхностно-активного вещества [5]. Затем путем постепенного снижения температуры подложки до 830°C с последующим ростом на 140 нм при постоянной температуре было сформировано градиентное соединение с  $\text{Al}_{0.43}\text{Ga}_{0.57}\text{N}$  толщиной  $\sim 250$  нм. После чего путем снижения температуры эффузионной ячейки Al были сформированы второй градиентный переход  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  толщиной  $\sim 140$  нм и слой GaN толщиной 500 нм. Процесс роста был завершён осаждением барьерного слоя, состоящего из 2 нм AlN и 1 нм  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ . В ходе всей процедуры любые возможности магнитного легирования были предотвращены.

### 3. Результаты и обсуждение

Для характеристики морфологии поверхности образцов был использован атомно-силовой микроскоп (АСМ) NT-MDT Ntegra. Исследование поверхности пленки, произведенное на площадках размером  $10 \times 10$  мкм, в окрестностях нескольких ее точек показало ее однородность со среднеквадратичной шероховатостью  $< 1.9$  нм.

Объемная зона Бриллюэна (BZ) GaN, электронный спектр 2DEG гетероструктуры GaN/AlGaN и спектры ARPES в GaN/AlGaN — HEMT были детально исследованы в работе [6]. В этой работе данные ARPES были измерены вдоль направлений ГМ и ГК при энергии фотона  $h\nu = 1066$  эВ, приводящей  $k_z$  в Г-точку объемной BZ. Недиспергирующий вклад, обнаруженный в сигнале ARPES, отвечает состояниям в квантовых ямах (QWS). Энергетический зазор между ними и вершиной валентной зоны (VB) согласуется с шириной запрещенной зоны GaN, ( $\sim 3.3$  эВ). В то время как спектр VB уширяется в основном из-за изгиба зон в области квантовой ямы, электронные спектры QWS остаются резкими. Это подтверждает их двумерную природу, нечувствительную к изгибу зон, а также тот факт, что они локализованы в глубокой бездефектной области GaN, отделенной в пространстве от богатой дефектами области интерфейса GaN/AlN. Эта важная особенность исследуемой системы, как известно, обеспечивает высокую подвижность электронов 2DEG нитридных HEMT. Выраженная дисперсия состояний VB в направлении  $k_z$  обусловлена их существенно трехмерным характером, в то время как QWS не имеют дисперсии по  $k_z$ . Заполнение верхнего по энергии QWS—QWS<sub>2</sub> — составляет  $\sim 5$ –10% общей плотности электронов 2DEG.

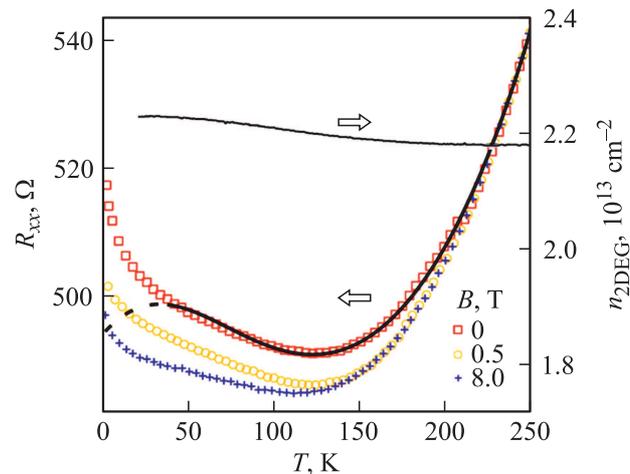
Исследование, выполненное в работе [6], выявило значительную анизотропию поверхности Ферми 2DEG. причем направление высокой проводимости 2DEG отвечает азимуту низкой эффективной массы электронов 2DEG и наоборот. Это означает, что симметрия системы ( $C_{3v}$ ) ниже симметрии  $C_{6v}$  объемной гексагональной решетки

GaN из-за влияния плоскости интерфейса, ортогональной кристаллографической оси  $c$ . Подгонка параболическим законом дисперсии QWS<sub>1</sub> дает для эффективной массы значения  $m^* = (0.16 \pm 0.03)m_0$  по азимуту Г–М и  $m^* = (0.13 \pm 0.02)m_0$  вдоль направления Г–К, где  $m_0$  — масса свободного электрона. Степень анизотропии эффективной массы электронов 2DEG, таким образом, составляет  $\sim 22\%$ , (см. работу [6] для более подробной информации).

Полученное в работе [6] прямое экспериментальное доказательство того, что в исследуемом 2DEG частично заняты два QWS, имеет существенное значение для дальнейшего.

Магнетотранспортные исследования системы проведены в магнитных полях до 8 Тл, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG, в интервале температур 0.1–300 К. Зависимости сопротивления от магнитного поля для разных температур были измерены как в обычной геометрии Холла, так и в схеме Ван дер Пау. Зависимости сопротивления  $R_{xx}(T)$  для разных величин внешнего магнитного поля, приведенные на рис. 1, демонстрируют выраженный рост с уменьшением температуры ниже  $T = 120$  К, что соответствует классическому поведению сопротивления системы в эффекте Кондо, в то время как значительный рост сопротивления, сменяющийся при дальнейшем его резким падением, в области низких температур ясно демонстрирует наличие поправок к сопротивлению системы, обусловленных квантовой интерференцией волновых функций электронов 2DEG при наличии спин-орбитального взаимодействия и электрон-электронным взаимодействием в системе при  $T \rightarrow 0$ .

Важно подчеркнуть, что, согласно данным стандартных холловских измерений, в указанном выше температурном интервале плотность электронов 2DEG,



**Рис. 1.** Температурная зависимость сопротивления для разных магнитных полей:  $B = 0, 0.5$  и  $8$  Тл. Черная кривая — результат фитинга данных при нулевом магнитном поле с предсказанием  $n$ -канальной модели Кондо [17] (см. уравнение (2) далее). Правая ось — зависимость плотности электронов 2DEG от температуры по данным стандартных холловских измерений.

$n_{2\text{DEG}}(T)$ , пусть и весьма незначительно, но растет с уменьшением температуры системы, (см. график соответствующей зависимости справа на рис. 1), что при прочих неизменных параметрах привело бы к сопутствующему падению ее сопротивления. Такое поведение электронной плотности 2DEG может быть обусловлено температурной эволюцией конфинмента на интерфейсе AlN/GaN и нуждается в более детальном исследовании.

Приведенные выше результаты характерны для эффекта Кондо и говорят о наличии в системе локализованных магнитных степеней свободы, подобных таковым в нелегированных полупроводниках типа оксидов ZnO, CaO и MgO, которые демонстрируют так называемое явление  $d_0$ -магнетизма: магнетизм в этих материалах индуцируется не магнитными примесями, а обусловлен вакансиями в катионной подрешетке [7].

Как известно, в GaN возможно существование нескольких типов подобных дефектов, в том числе различных зарядовых состояний вакансий Ga ( $V_{\text{Ga}}$ ), и вакансионных комплексов из двух положительно заряженных вакансий азота ( $V_{\text{N}}$ ) и одной дважды отрицательной вакансии галлия ( $V_{\text{Ga}}^{2-}-2V_{\text{N}^+}$ -комплексов) [8]. Наличие вакансий Ga в системе было подтверждено в экспериментах по измерению спектров фотолюминесценции (желтого излучения) и комбинационного рассеяния света, а также в исследованиях по рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [9]; известно также, что, к примеру, композитный спин  $3/2$  с локальным магнитным моментом  $\sim 3\mu_{\text{B}}$ , связанный с нейтральным центром  $V_{\text{Ga}}$ , создается ферромагнитно связанными спинами неспаренных  $2p$ -электронов трех атомов азота, окружающих каждую вакансию Ga, в то время как  $V_{\text{Ga}}^{2-}-2V_{\text{N}^+}$ -комплекс индуцирует суммарный момент  $1\mu_{\text{B}}$ , локализованный вокруг отрицательного центра  $V_{\text{Ga}}$ .

Приведенная выше совокупность экспериментальных данных подтверждает, что исследуемый 2DEG является двухканальной системой Кондо, — действительно, два частично занятых QWS коллективизированных электронов образуют два канала электронной подсистемы, взаимодействующих с локализованными в ней магнитными степенями свободы.

Для анализа результатов наших экспериментов мы используем  $n$ -канальную модель Кондо [10]. Согласно этой модели, в зависимости от относительных значений суммарного спина дефекта  $S$ , ответственного за рассеяние коллективизированных электронов с переворотом спина, и числа  $n$  каналов экранирования в системе возможны три сценария: 1) недостаточной компенсации локализованных спинов ( $n < 2S$ ), 2) их полной компенсации ( $n = 2S$ ) и 3) избыточной компенсации ( $n > 2S$ ). Компенсированная модель характеризуется отсутствием остаточного момента ниже температуры Кондо ( $T_K$ ) — если  $n = 2S$ , то локализованные спины полностью экранируются спинами электронов проводимости. Число каналов в модели с недостаточной компенсацией (что, безусловно, не относится к двум упомянутым выше типам дефектов в исследуемой системе) недостаточно для

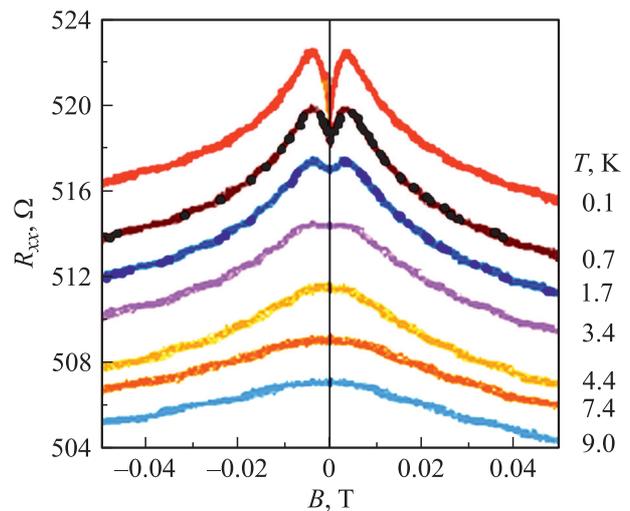


Рис. 2. Зависимость сопротивления 2DEG от магнитного поля при  $T = 0.1-9.0$  К.

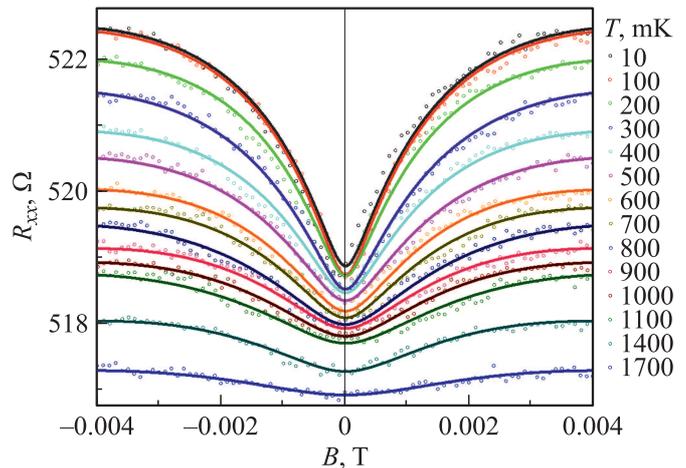


Рис. 3. Зависимости магнетосопротивления системы в области низких магнитных полей и результаты фиттинга кривых по формуле (1), см. далее.

полного экранирования локализованных спинов, так что в системе остаются эффективные локальные моменты со спином  $(S-n/2)$ , которые асимптотически отделяются от зоны проводимости. Перекомпенсированный сценарий приводит к формированию композитных локальных моментов со спином  $(n/2-S)$ , которые остаются связанными с электронами проводимости эффективным матричным элементом порядка ширины зоны [11].

Следует отметить, что наблюдаемая в эксперименте зависимость магнетосопротивления (см. рис. 2, где даны зависимости сопротивления 2DEG от магнитного поля при  $T = 0.1-9.0$  К и рис. 3, где приведены зависимости магнетосопротивления системы в области низких магнитных полей и результаты фиттинга кривых по формуле (1), см. далее) характерна для слабой антилокализации носителей в области низких температур и магнитных полей и кроссовера к их слабой локализации,

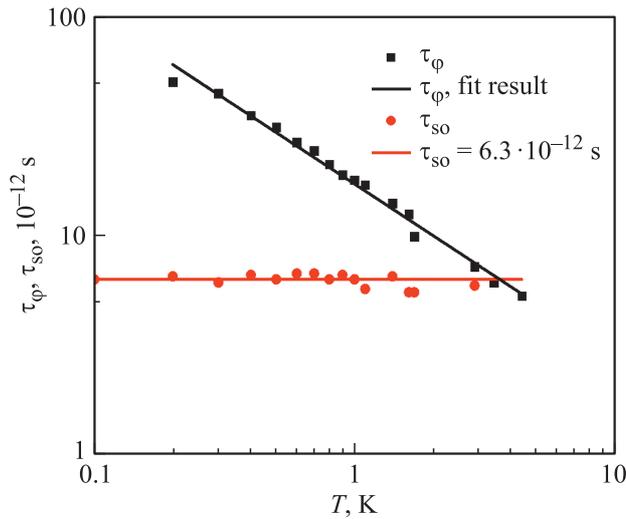


Рис. 4. Температурная зависимость времен диффизинга и спиновой релаксации.

подавляемой растущим магнитным полем. Подобная картина, однако, была бы невозможна в системе со случайным распределением остаточных магнитных моментов, взаимодействующих с зоной проводимости.

Действительно, как было показано в работе [12], взаимодействие электронных спинов зонных носителей с магнитными моментами, замороженными в случайных направлениях, приводит к подавлению интерференционных поправок к проводимости, а зеемановское расщепление локализованных спиновых состояний уменьшает частоту сбоя фазы электронов, тем самым усиливая влияние на проводимость интерференции электронных волновых функций. Другими словами, если эти квантовые интерференционные вклады могут быть восстановлены путем наложения внешнего магнитного поля, поляризующего спины электронов проводимости, то соответствующее изменение характера температурной зависимости проводимости системы может служить индикатором наличия локализованных магнитных степеней свободы в образце [13]. В нашем случае, как легко видеть, этот индикатор свидетельствует об отсутствии в системе нескомпенсированных локализованных магнитных моментов в области достаточно низких температур. Рассуждения, приведенные выше, подтверждаются и явлением слабой антилокализации, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием и наблюдаемым нами в исследуемой системе в области слабых полей и низких температур [14].

Отрицательное магнетосопротивление гетероструктуры AlGaIn/GaN с масштаб температурной зависимости  $\sim 1\%$  наблюдалось для температур до 110 K, как показано на рис. 3.

На рис. 4 представлены экспериментальные данные для магнетосопротивления,  $R_{xx} = R_{xx}(0) - R_{xx}(0)^2 \times \Delta\sigma(B, T)$  2DEG в гетероструктуре AlGaIn/GaN, при  $T = 1.8, 3.4, 10$  и  $40$  K. Сплошные черные линии показывают результат подгонки к выражению (1) для квантовой

поправки к магнетопроводимости  $\Delta\sigma(B, T)$  [12]:

$$\frac{\Delta\sigma(B, T)}{\alpha G_0} = \Psi \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{b} \left( \frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{\tau}{\tau_{SO}} \right) \right] + \frac{1}{2} \Psi \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{b} \left( \frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{2\tau}{\tau_{SO}} \right) \right] - \frac{1}{2} \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{b} \frac{\tau}{\tau_\phi} \right) - \ln \frac{1}{b} \left( \frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{\tau}{\tau_{SO}} \right) - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{b} \left( \frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{2\tau}{\tau_{SO}} \right) + \ln \frac{1}{b} \frac{\tau}{\tau_\phi}, \quad (1)$$

где  $b = B/B_{tr}$ ,  $B_{tr} = \hbar/4eD\tau$ ,  $\tau$  — время упругих столкновений электронов,  $D = v_F^2\tau/2$  — 2D коэффициент диффузии электронов,  $v_F$  — их фермиевская скорость,  $\tau_\phi$  — электронное время диффизинга,  $\tau_{SO}$  — время спиновой релаксации. Уравнение (1) формально справедливо, если  $B < B_{tr}$  и  $\tau \ll \tau_\phi$ . Наилучшее согласие с данными эксперимента в интервале температур  $1.8 \leq T \leq 40$  K, где вклад электрон-электронного взаимодействия в проводимость является относительно медленной функцией температуры, и полей  $B \geq 0.02$  Тл достигается при  $\alpha = 0.14$ ,  $\tau = 1.3 \cdot 10^{-13}$  с,  $v_F = 0.6 \cdot 10^6$  м/с;  $\tau_\phi$  (пс) = 6.17, 4.66, 1.35 и 0.27 при  $T = 1.8, 3.4, 10$  и  $40$  K соответственно. Результаты фитинга температурной зависимости времени сбоя фазы  $\tau_\phi$  и времени спиновой релаксации  $\tau_{SO}$  при  $T < 7$  K приведены на рис. 4.

Полученная при этом зависимость  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  показывает, что время сбоя фазы определяется главным образом электрон-электронными столкновениями [15]. Как и следовало ожидать, время спиновой релаксации не зависит от температуры.

Итак, мы видим, что 2DEG гетероструктур AlGaIn/GaN является компенсированной двухканальной системой Кондо, и что из всего множества известных к настоящему времени дефектов в этих структурах этот сценарий может быть реализован при наличии в системе нейтральных  $V_{Ga}^{2-} - 2V_{N+}$ -комплексов и (или) однократно заряженных вакансий Ga ( $V_{Ga}^-$ ), [16]. Действительно, только в этом случае затравочный локальный спин  $S = 1$ , что необходимо для полной компенсации Кондо в материале с  $n = 2$  каналами электронной подсистемы.

В заключение мы сравним результаты измерений температурной зависимости сопротивления 2DEG в нулевом внешнем магнитном поле с предсказанием численной ренормгруппы для  $n$ -канальной системы Кондо [17] с учетом вкладов электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий:

$$R(T) = R_0 + \alpha_R \left[ 1 + (2^{1/S} - 1) \left( \frac{T}{T_K} \right)^2 \right]^{-S} + \beta \frac{T}{T_m} + \gamma \left( \frac{T}{T_m} \right)^4. \quad (2)$$

Теоретическая кривая, отвечающая наилучшему совпадению уравнения (2) с экспериментом в интервале температур [50–300 K], изображенная на рис. 1 сплошной черной линией, получена при  $R_0 = 1.2416$  кОм,  $S = 1$ ,

$T_K = 136.7$  К,  $T_m = 300$  К,  $\alpha_R = 330.2$  Ом,  $\beta = 312.3$  Ом,  $\gamma = 332.0$  Ом. Материальные константы, характеризующие вклады электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния в сопротивление системы (соответственно третье и четвертое слагаемые в уравнении (2)), были рассчитаны методом, представленным в работе [18].

Относительно высокое значение температуры Кондо, полученное посредством процедуры подгонки, объясняет неудачу наших первоначальных попыток согласовать эти данные с результатом теории возмущений для модели Кондо. Стоит отметить также, что уравнение (2) *a priori* не описывает рост сопротивления системы с понижением ее температуры из-за влияния поправок к сопротивлению 2DEG, обусловленных квантовой интерференцией и электрон-электронным взаимодействием; поэтому низкотемпературное крыло кривой подгонки дано на рис. 1 пунктирной линией.

#### 4. Заключение

Компенсированный эффект Кондо, который мы наблюдаем в двумерном электронном газе (2DEG) магнитно-нелегированных транзисторных гетероструктур AlGaIn/GaN с высокой подвижностью электронов, и соответствующие данные его магнетопроводимости могут быть интерпретированы в терминах двухканальной модели Кондо для  $d_0$ -магнитных материалов. Носителями магнитных степеней свободы в системе могут при этом служить расположенные в области локализации 2DEG вакансионные комплексы  $V_{Ga}^{2-} - 2V_{N+}$  и(или) однозарядные вакансии Ga ( $V_{Ga}^-$ ) — каждый из этих дефектов имеет магнитный момент  $1 \mu_B$ , локализованный на его отрицательно заряженном Ga-центре. Слабоантилокализационное поведение магнетосопротивления, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием в системе, характеризуется временем спиновой релаксации  $\tau_{SO} = 6.3$  пс.

#### Финансирование работы

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 19-07-01090 и 20-07-00813.

#### Благодарности

Работа частично выполнена на оборудовании ресурсного центра электрофизических методов Национального исследовательского центра „Курчатовский институт“. Низкотемпературные измерения производились в ЦКП ФИАН. Мы благодарим д-ра Дмитрия Смирнова (National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA) за помощь в проведении измерений в сильном магнитном поле и Г.М. Минькова за полезные обсуждения результатов.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] A.F. Medjdoub, K. Iniewski (eds) *Gallium nitride (GaN): physics, devices, and technology* (N.Y., CRC Press, 2016).
- [2] M.N. Gurusinghe, S.K. Davidsson, T.G. Andersson. *Phys. Rev. B*, **72**, 045316 (2005).
- [3] O. Ambacher. *J. Appl. Phys.*, **87**, 334 (2000).
- [4] I.O. Mayboroda, I.S. Ezubchenko, Yu.V. Grishchenko, M.Yu. Presniakov, M.L. Zhaneskin. *J. Surf. Invest.*, **11** (6), 1135 (2017).
- [5] I.O. Mayboroda, A.A. Knizhnik, Yu.V. Grishchenko, I.S. Ezubchenko, M.L. Zhaneskin, O.A. Kondratev, M.Yu. Presniakov, B.V. Potapkin, V.A. Ilyin. *J. Appl. Phys.*, **122**, 105305 (2017).
- [6] L.L. Lev, I.O. Maiboroda, M.A. Husanu, E.S. Grichuk, N.K. Chumakov, I.S. Ezubchenko, X. Wang, T. Schmitt, M.L. Zhaneskin, V.G. Valeyev, V.N. Strocov. *Nature Commun.*, **9**, 2653 (2018).
- [7] M. Kapilashrami, J. Xu, K.V. Rao, L. Belova, E. Carlegriam, M. Fahlman. *J. Phys.: Cond. Matter.*, **22**, 345004 (2010).
- [8] Zh. Zhang, U. Schwingenschoegl, I.S. Roqan. *J. Appl. Phys.*, **116**, 183905 (2014).
- [9] H. Jin, Y. Dai, BaiBiao Huang, M.-H. Whangbo. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 162505 (2009).
- [10] P. Nozieres, A. Blandin. *J. Physique*, **41**, 193 (1980).
- [11] D.L. Cox, A. Zawadowski. *Adv. Phys.*, **47** (5), 599 (1998).
- [12] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. *Prog. Theor. Phys.*, **63**, 707 (1980); H.-P. Wittmann, A. Schmid. *J. Low Temp. Phys.*, **69**, 131 (1987).
- [13] M.G. Vavilov, A. Kaminski, L.I. Glazman. *Physica E*, **18**, 64 (2003); M.G. Vavilov, L.I. Glazman. *Phys. Rev. B*, **67**, 115310 (2003).
- [14] D. Spirito, L. Di Gaspare, F. Evangelisti, A. Di Gaspare, E. Giovine, A. Notargiacomo. *Phys. Rev. B*, **85**, 235314 (2012).
- [15] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. *J. Phys. C*, **15**, 7367 (1982).
- [16] X. Wang, M. Zhao, T. He, Zh. Wang, X. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 062411 (2013); Zh.-k. Tang, D.-Y. Zhang, L.-M. Tang, L.-L. Wang, K.-Q. Chen. *Eur. Phys. J. B*, **86**, 284 (2013).
- [17] M. Hanl, A. Weichselbaum, T.A. Costi, F. Mallet, L. Saminadayar, C. Bauerle, J. von Delft. *Phys. Rev. B*, **88**, 075146 (2013); T.A. Costi, L. Bergqvist, A. Weichselbaum, J. von Delft, T. Micklitz, A. Rosch, P. Mavropoulos, P.H. Dederichs, F. Mallet, L. Saminadayar, C. Bauerle. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 056802 (2009).
- [18] B.K. Rizwana, N.S. Sankeshwar. *Diamond Relat. Mater.*, **49**, 87 (2014).

Редактор А.Н. Смирнов

## Quantum coherence and the Kondo effect in 2D electron gas of magnetically undoped AlGaN/GaN high-electron-mobility transistor heterostructures

*N.K. Chumakov<sup>1</sup>, I.A. Chernykh<sup>1</sup>, A.B. Davydov<sup>2</sup>, I.S. Ezubchenko<sup>1</sup>, Yu.V. Grishchenko<sup>1</sup>, L.L. Lev<sup>3,4</sup>, I.O. Maiboroda<sup>1</sup>, L.A. Morgun<sup>2</sup>, V.N. Strocov<sup>4</sup>, V.G. Valeyev<sup>1</sup>, M.L. Zhanaveskin<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> National Research Center „Kurchatov Institute“,  
123182 Moscow, Russia

<sup>2</sup> Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology,  
141701 Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

<sup>4</sup> Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute,  
5232, Villigen-PSI, Switzerland

**Abstract** Unusual observation of the Kondo effect in two-dimensional electron gas of magnetically undoped AlGaN/GaN high-electron-mobility transistor heterostructures is reported. The temperature-dependent zero-field resistivity data exhibited an upturn below 120 K, while the standard low-temperature weak localization and then — weak antilocalization behaviour was revealed at  $T \rightarrow 0$ . Magnetotransport characterization was performed in the magnetic fields up to 8 T, applied perpendicular to the 2DEG plane, in the temperature range 0.1–300 K. The data set is analysed in the frame of the multichannel Kondo model for  $d_0$ -magnetic materials and the weak localization theory in the presence of spin-orbit interaction.