

# РАЗЛИЧНЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ДОПИРОВАННЫХ НАНОПРОВОЛОКАХ InAs

А. А. Жуков<sup>a\*</sup>, И. Е. Батов<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна  
Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Физический факультет, Национальный исследовательский университет  
«Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2023 г.,  
после переработки 29 октября 2023 г.  
Принята к публикации 30 октября 2023 г.

Представлены результаты измерения магнитотранспорта в допированных кремнием нанопроволоках InAs в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа, так называемая техника scanning gate microscopy (SGM). Увеличивая концентрацию носителей в нанопроволоке путем прикладывания положительного напряжения на нижний затвор, удалось последовательно провести транспорт в нанопроволоке через четыре различных режима, а именно, остаточный режим кулоновской блокады, резонансный нелинейный и линейный режимы и, наконец, режим практически однородного диффузного транспорта. Продемонстрирована связь между особенностями результатов сканирования техникой SGM и спектром универсальных флуктуаций проводимости ( $R^{-1}B$ ). Кроме того, показано фрактальное поведение кривой  $R^{-1}(B)$  в нелинейном и линейном режимах резонансного транспорта.

DOI: 10.31857/S004445102403012X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из особенностей одномерного или квазиодномерного диффузного транспорта является присутствие в таких системах так называемых резонансных рассеивателей. Данные рассеиватели, такие как слабые связи или иные потенциальные барьеры, влияют на все транспортные каналы, присутствующие в системе, одновременно. Если потенциальные барьеры достаточно высоки, а температура  $T$  низка, в электронном транспорте может проявляться эффект кулоновской блокады [1] ( $h/\tau, k_B T < e^2/c$ ) или аномалия в зависимости проводимости при нулевом тянущем напряжении [2],  $h$  — постоянная Планка,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\tau$  — время тунелирования через барьер,  $e$  — заряд электрона и  $c$  — емкость участка образца, расположенного между двумя ближайшими потенциальными барьерами. Если прозрачность барьеров достаточно высокая, то транспорт линейен, од-

нако при этом могут наблюдаться явно выраженные особенности резонансного надбарьерного отражения [3]. Если влияние резонансных рассеивателей или барьеров незначительно, то устанавливается режим практически однородного диффузного транспорта [4].

В случае если длина сбая фазы электрона ( $l_\phi$ ) сравнима с размером образца ( $l_{wire}$ ), в электронном транспорте будут наблюдаться универсальные флуктуации проводимости (УФП) [5]. Используя коррелятор

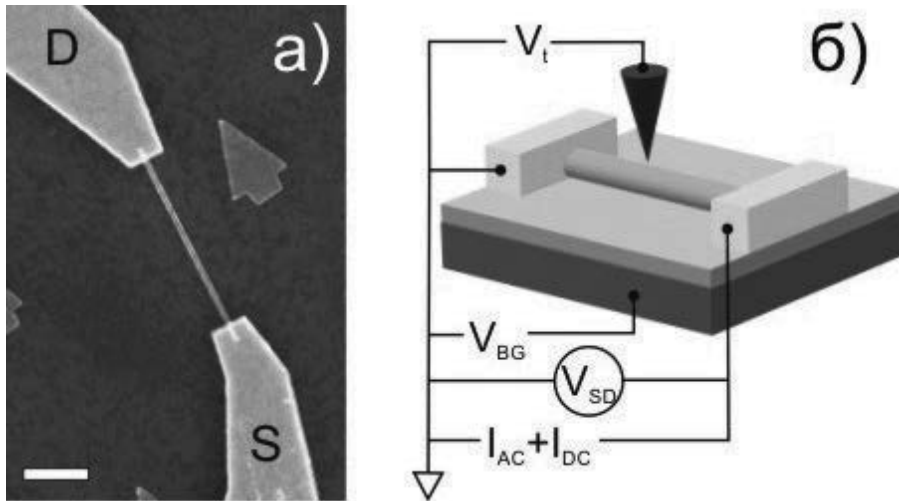
$$F(\Delta B) = \langle \delta R^{-1}(B) \delta R^{-1}(B + \Delta B) \rangle, \\ \delta R^{-1}(B) = \langle R^{-1} \rangle - R^{-1}(B),$$

можно определить длину сбая фазы электрона,

$$l_\phi = \Phi_0/dB_c.$$

Величина характерного поля сбая корреляций  $B_c$  определяется условием  $F(B_c) = 0.5F(0)$  [6, 7],  $\Phi_0 = e/h$  — квант магнитного потока,  $d$  — константа порядка единицы [7]. Согласно работе [8], отклонение коррелятора оказывается пропорционально изменению напряженности магнитного поля в степени  $\gamma$ ,

\* E-mail: azhukov@issp.ac.ru



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) *а*) Искусственно расцветненное изображение образца, полученное в сканирующем электронном микроскопе. Длина прямоугольника соответствует 1 мкм. *б*) Схема эксперимента. На рисунках нанопроволока синего цвета, два металлических контакта — желтые, контакты исток и сток отмечены на рисунке буквами S и D

$$\Delta F(\Delta B) = F(0) - F(\Delta B) \propto \Delta B^\gamma.$$

При этом величина данной степени определяет фрактальную размерность броуновского движения  $D = 2 - \gamma/2$  зависимости проводимости от магнитного поля  $R^{-1}(B)$  [9–11]. Фрактальное броуновское движение такого рода было обнаружено ранее в квазибаллистических золотых нанопроводах [12], в различных видах полупроводниковых нанопроводов [13], а также в полосках графена [14].

В данной работе представлены подробные исследования магнитотранспорта в допированной кремний нанопроволоке InAs с применением техники SGM (scanning gate microscopy), а также стандартные измерения магнитотранспорта в широкой области концентрации носителей. По мере увеличения концентрации носителей исследуемый образец был последовательно проведен через четыре режима транспорта: остаточная кулоновская блокада, неоднородный и однородный резонансные режимы и квазиоднородный диффузный режим. В работе также обсуждается влияние резонансных рассеивателей на фрактальность броуновского движения в зависимости  $R^{-1}(B)$ .

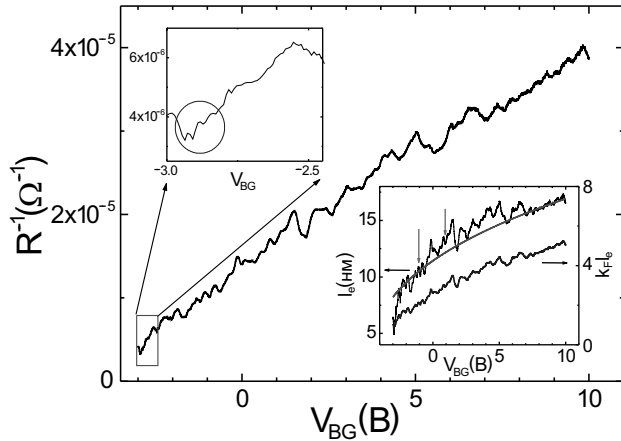
## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Нанопроволоки были выращены на подложке GaAs (111) при помощи методики осаждения металлорганических соединений из газообразной фазы. Для транспорта триметилндия ( $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ ) и арсин ( $\text{AsH}_3$ ) был использован газообразный азот ( $\text{N}_2$ ) при давлении 20 мбар и потоке газа 3100 мл/мин.

Во время роста нанопроволок температура поддерживалась равной 650 °C. Для допирования кремнием во время роста добавлялся дисилан ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ), изменение его концентрации позволяло выращивать нанопроволоки с различным уровнем допирования  $n$ -типа. Для количественной характеристики уровня допирования в процессе роста контролировалось относительное давление дисилана и триметилндия  $p(\text{Si}_2\text{H}_6)/p(\text{In}(\text{CH}_3)_3)$ . При выращивании нанопроволоки, которая исследовалась в данной работе, величина относительного давления равнялась  $7.5 \cdot 10^{-4}$ . Дополнительная информация о росте и характеристике InAs-нанопроволок, допированных кремнием, содержится в работах [15, 16].

Диаметр исследуемой проволоки составлял  $d_{\text{wire}} = 100$  нм. Проволока была помещена на подложку допированного Si(100) с проводимостью  $n$ -типа, покрытого слоем оксида  $\text{SiO}_2$  толщиной 100 нм. Кремниевая подложка использовалась в качестве нижнего затвора. Термически напыленные Ti/Au-контакты, а также маркеры были изготовлены при помощи электронной литографии. Расстояние между контактами составляет  $l_{\text{wire}} = 2.9$  мкм. Изображение образца, см. рис. 1а, было получено в растровом электронном микроскопе, металлические контакты стока и истока обозначены на рисунке буквами D и S.

Все измерения были проведены при температуре  $T = 4.2$  К. Проводящий вольфрамовый зонд атомно-силового микроскопа [17] использовался в качестве подвижного затвора во время экспериментов по сканированию (SGM), см. рис. 1б. При всех измерениях



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Зависимости проводимости нанопроволоки  $R^{-1}$  от затворного напряжения  $V_{BG}$ . Нерегулярные осцилляции — универсальные флуктуации проводимости. Верхняя левая вставка — зависимость проводимости от затворного напряжения в увеличенном масштабе области, отмеченной красным прямоугольником. Регулярные осцилляции, отмеченные синей окружностью — проявление остаточной кулоновской блокады в квантовой точке, расположенной в центральной части нанопроволоки. На нижней правой вставке показаны зависимости  $l_e$  и  $k_F l_e$  от затворного напряжения. Две зеленые стрелки отмечают  $V_{BG} = -1$  В и  $V_{BG} = 1$  В

ях техникой SGM напряжение на острие ( $V_t = 0$  В) и на нижнем затворе ( $V_{BG}$ ) поддерживалось постоянным. Проводимость образца измерялась по двухточечной схеме при помощи синхронного детектора. Расстояние от кончика острия атомно-силового микроскопа до поверхности  $\text{SiO}_2$  поддерживалось равным  $h_{tip} = 250$  нм. Во время экспериментов по сканированию (SGM), а также при измерении магнитотранспорта величина проходящего через образец тока равнялась  $I_{AC} = 0.8$  нА, измерения проходили на частоте 231 Гц, металлический контакт стока был заземлен. Измерения падения напряжения на образце проводились при помощи дифференциального усилителя напряжения. Внешнее магнитное поле прикладывалось перпендикулярно кремниевой подложке и, следовательно, оси исследуемой нанопроволоки.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлена зависимость проводимости ( $R^{-1}$ ) нанопроволоки от напряжения, поданного на нижний затвор,  $V_{BG}$ .

Общая линейная зависимость проводимости от  $V_{BG}$ , а следовательно, и от концентрации носителей тока была обнаружена ранее в работе [15] и является обычной для нанопроволок InAs, допиро-

ванных кремнием. Нерегулярные отклонения от линейной зависимости — это универсальные флуктуации проводимости, которые возникают, как было отмечено ранее, из-за того, что длина сбая фазы носителей тока сравнима с длиной нанопроволоки. Дополнительно, на вставке в верхнем левом углу рис. 2, изображена зависимость  $R^{-1}(V_{BG})$  в увеличенном масштабе. Дополнительно к УФП на данной зависимости присутствуют осцилляции с периодом  $\Delta V_{BG} = 36$  мВ, на вставке они отмечены синим овалом. Данные осцилляции являются проявлением эффекта остаточной кулоновской блокады в квантовой точке, расположенной около центра нанопроволоки [18].

Согласно работе [19], в которой было выполнено численное моделирование электростатической задачи по вычислению удельной емкости между нанопроволокой, лежащей на кремниевой подложке, и нижним затвором, данная величина составляет  $c_s \simeq 80$  пФ/м. Это позволяет вычислить зависимость концентрации носителей в нанопроволоке от напряжения на нижнем затворе в рамках простой модели емкости:

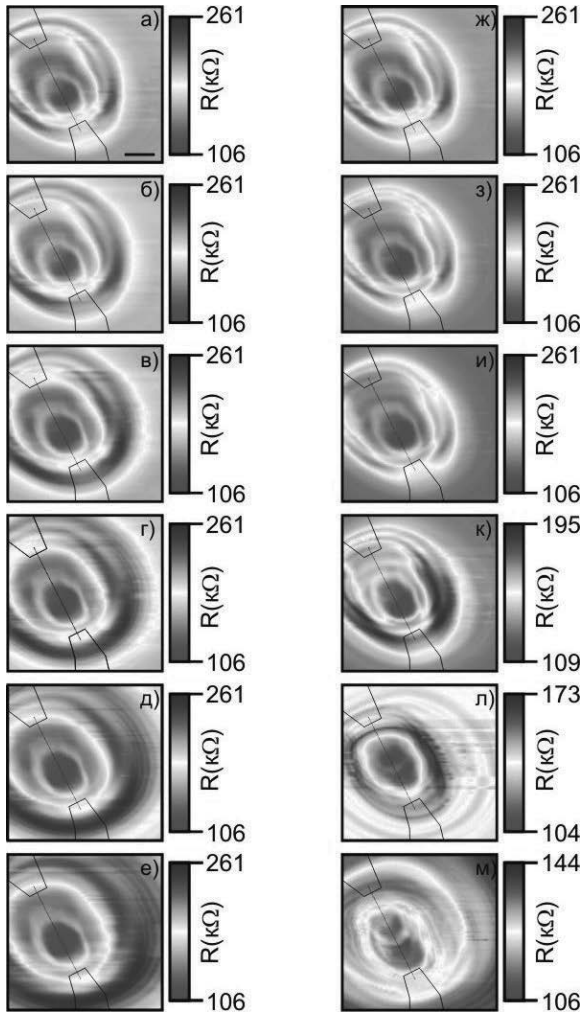
$$n_e = \frac{c_s(V_{BG} - V_{Th})}{\pi e(d_{wire}/2)^2},$$

где  $V_{Th} = -5.2$  В — напряжение, при котором изготовленный из нанопроволоки полевой транзистор открывается, а также длину свободного пробега, используя формулу Друде [20]:

$$l_e = \frac{hl_{wire}}{2\pi^2 e^2 R(d_{wire}/2)^2} \left( \frac{3\pi^2}{n_e} \right)^{1/3}.$$

На нижней правой вставке на рис. 2 показаны зависимости  $l_e$  (черная кривая) и  $l_e k_F$  (синяя кривая) от напряжения на нижнем затворе,  $k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$  — фермиевский волновой вектор. Две зеленые стрелки на вставке при напряжениях  $V_{BG} = -1$  В и 1 В показывают, что общее изменение как величины  $l_e$ , так и  $l_e k_F$  при увеличении  $V_{BG}$  от  $-1$  В до 1 В составляет всего 25–30%.

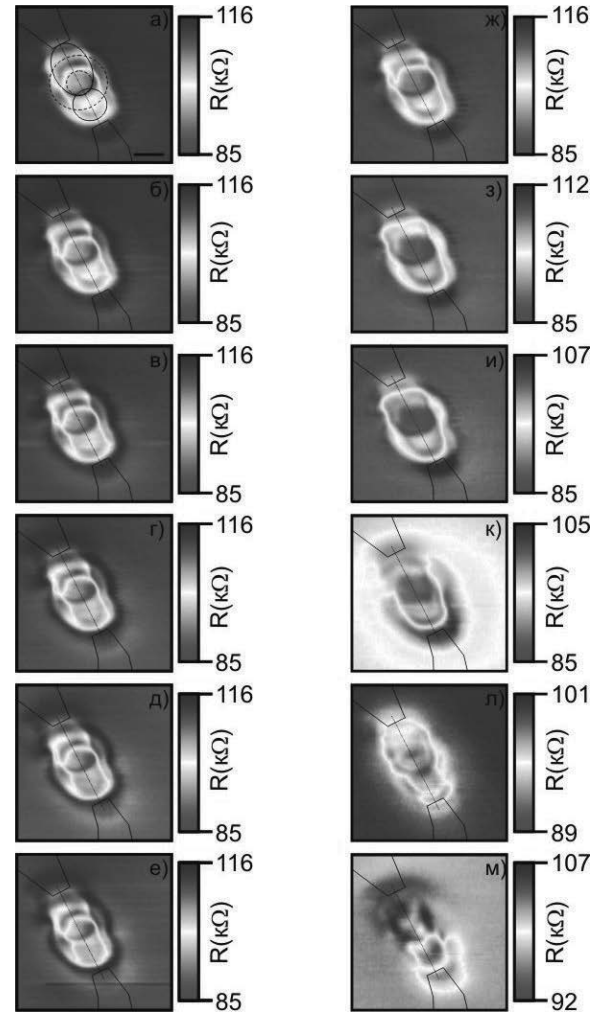
Результаты проведения сканирования техникой SGM представлены на рис. 3–8. Каждый рисунок показывает эволюцию результата сканирования при изменении затворного напряжения с шагом 10 мВ (рис. а–е), а также при прикладывании внешнего магнитного поля ( $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1$  и 2 Тл, рис. жс–м) для шести напряжений на нижнем затворе  $V_{BG} = -3, -2.1, -1, 1, 4$  и 10 В. Шаг изменения напряжения на нижнем затворе был выбран так, чтобы он превышал характерное корреляционное напряжение  $V_{cBG} = hD/el_\phi^2 < 5$  мВ для всех



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) а–е) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = -3.00$  до  $-2.95$  В, изменявшихся с шагом 10 мВ. ж–м) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = -3.0$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Концентрические овалы на результатах сканирования — проявление кулоновской блокады в квантовой точке, сформированной в центральной части нанопроволоки. Черный отрезок на рис. а соответствует 1 мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки

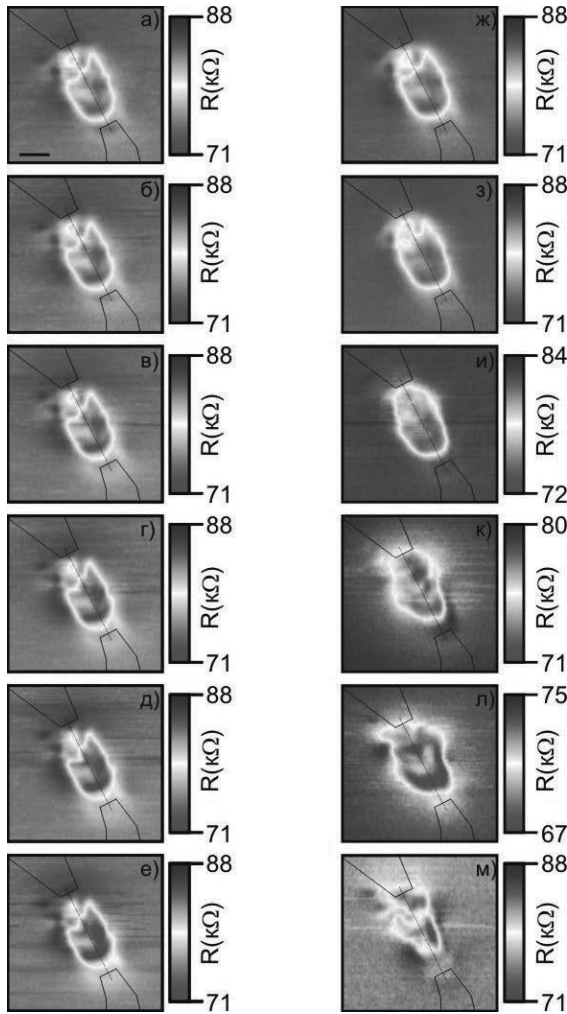
используемых затворных напряжений,  $D$  — коэффициент диффузии.

Результат сканирования с использованием техники SGM при  $V_{BG} = -3$  В, представленный на рис. 3, демонстрирует достаточно сложную структуру, характерную для одномерных и квазиодномерных систем, в которых присутствуют туннельные барьеры с различной прозрачностью [21]. Главной



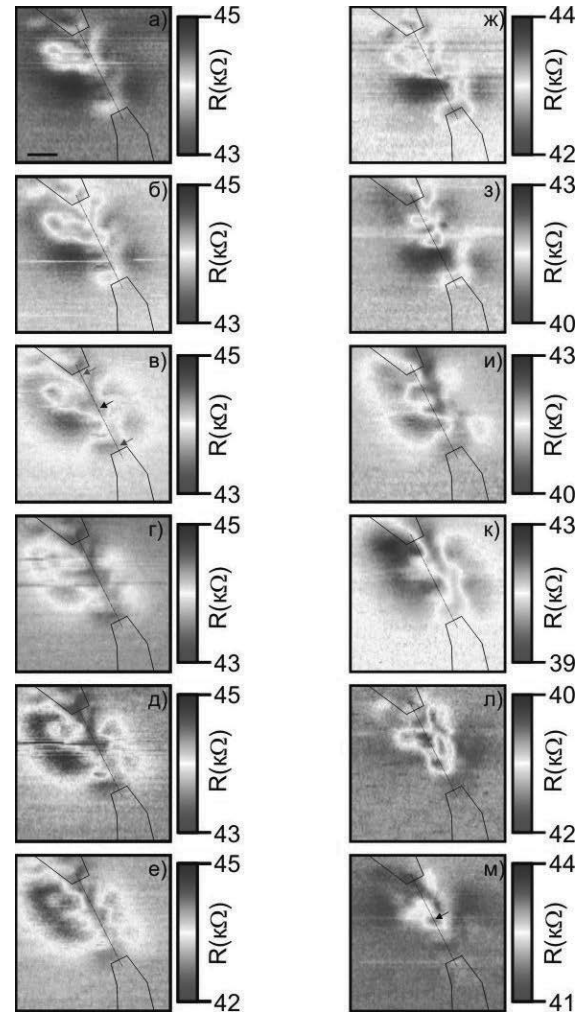
**Рис. 4.** (В цвете онлайн) а–е) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = -2.10$  до  $-2.15$  В, изменявшихся с шагом 10 мВ. ж–м) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = -2.1$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Черный отрезок на рис. а соответствует 1 мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки. Овалы и окружности, которые отмечают геометрическое место точек равной емкости для всех секций нанопроволоки, показаны на рис. а. Два овала, нарисованные непрерывной кривой, соответствуют сегментам I и III, два овала, изображенные пунктирной кривой, отвечают положению центральной квантовой точки (сегменту II)

особенностью экспериментальных данных на рис. 3 является наличие концентрических овалов, особенно хорошо заметных, например, на рис. 3е, м. Наличие таких овалов и их расположение свидетельствует о формировании квантовой точки в районе



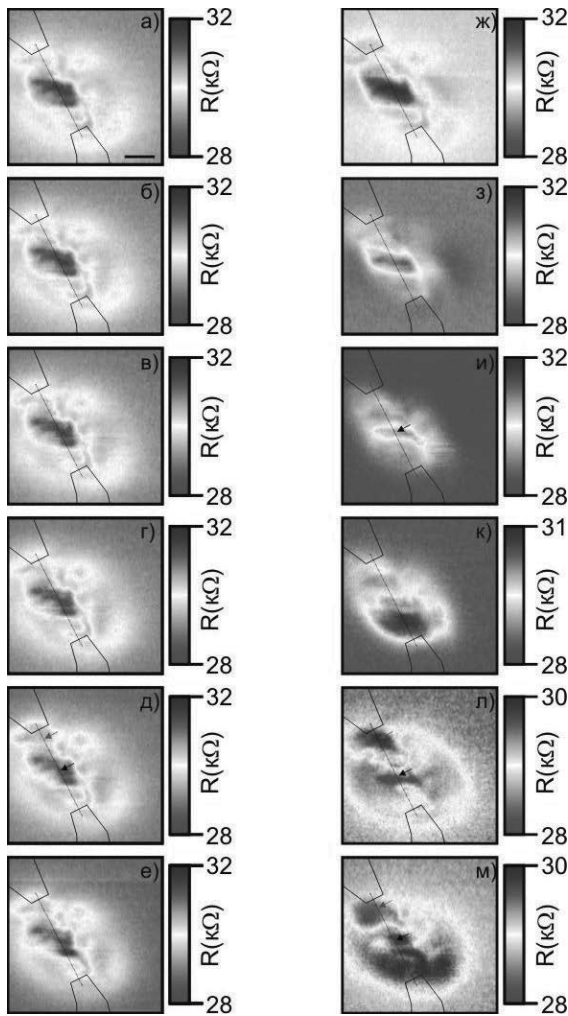
**Рис. 5.** (В цвете онлайн) *а–е*) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = -1.00$  до  $-1.05$  В, изменявшихся с шагом 10 мВ. *ж–м*) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = -1.00$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Черный отрезок на рис. *а* соответствует 1 мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки

центра нанопроволоки и, кроме того, о наличии кулоновской блокады в этой точке [21]. Период осцилляций проводимости, вызванных кулоновской блокадой,  $\Delta V_{BG} = 36$  мВ (см. верхнюю левую вставку на рис. 2), позволяет определить характерный размер электронной системы данной квантовой точки  $l_{dot} \approx e/c_s \Delta V_{BG} \approx 60$  нм. Если учесть величину возможных зон обеднения  $\approx 100$  нм (размер данных зон сравним с толщиной оксида кремния в образце), расстояние между блокирующими барьерами, формирующими данную квантовую точку, оказывается



**Рис. 6.** (В цвете онлайн) *а–е*) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = 1.00$  до  $1.05$  В, изменявшихся с шагом 10 мВ. *ж–м*) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = 1.00$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Черный отрезок на рис. *а* соответствует 1 мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки. Стрелки на рис. *в* показывают местоположение всех трех основных потенциальных барьеров. Стрелка на рис. *м* отмечает положение центрального двойного барьера

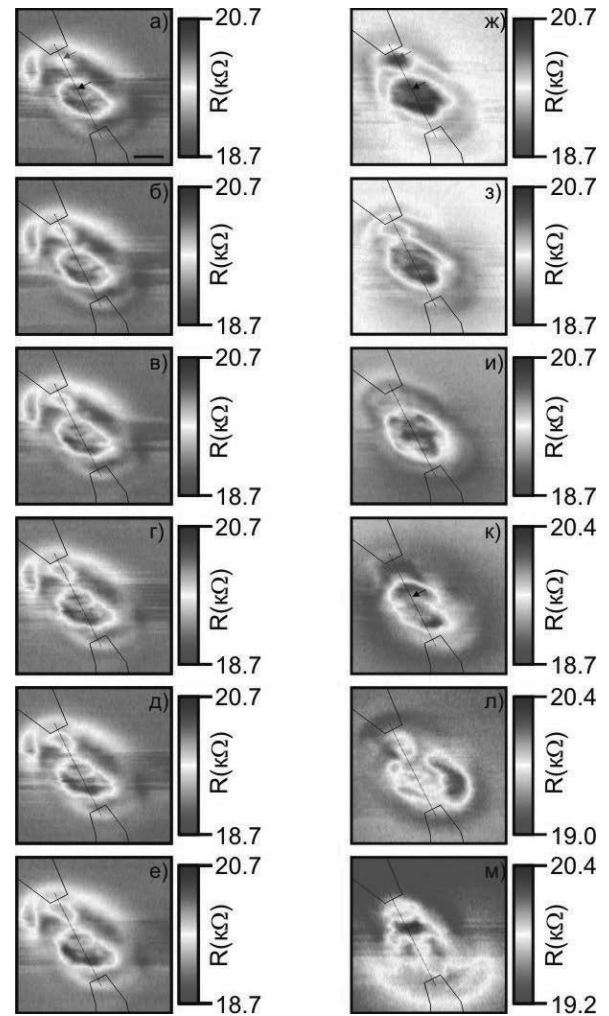
равным  $l_{BB} \approx 250$  нм. Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных мы можем заключить, что в центре нанопроволоки сформирована по крайней мере одна квантовая точка с характерным размером  $l_{BB} \ll l_{wire}$ . Это означает, что вся нанопроволока разбита на три сегмента. Сегмент I — отрезок нанопроволоки от металлического контакта «исток» до первого блокирующего барьера, сегмент



**Рис. 7.** (В цвете онлайн) *a–e*) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = 4.00$  до  $4.05$  В, изменявшихся с шагом  $10$  мВ. *ж–м*) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = 4.00$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Черный отрезок на рис. *a* соответствует  $1$  мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки. Черные стрелки отмечают положение центрального двойного барьера, зеленые — положение барьера вблизи контакта сток

II — квантовая точка, сегмент III расположен от второго блокирующего барьера до контакта «сток».

Результаты сканирования с применением техники SGM при напряжении на нижнем затворе вблизи  $V_{BG} = -2.1$  В показаны на рис. 4. При данном напряжении на нижнем затворе результат сканирования все еще выглядит достаточно сложно (рис. 4*a*), однако он демонстрирует отклик от всех трех сегментов нанопроволоки. Следует отметить, что кру-



**Рис. 8.** (В цвете онлайн) *a–e*) Результаты сканирования с использованием техники SGM в нулевом внешнем магнитном поле при напряжениях на нижнем затворе от  $V_{BG} = 10.00$  до  $9.95$  В, изменявшихся с шагом  $10$  мВ. *ж–м*) Результаты сканирования, выполненные при  $V_{BG} = 10.00$  В в магнитном поле, равном  $B = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$  и  $2.0$  Тл соответственно. Черный отрезок на рис. *a* соответствует  $1$  мкм. Масштабы всех рисунков, а также области сканирования совпадают. Черные линии обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия — ось нанопроволоки. Черные стрелки отмечают положение центрального двойного барьера, зеленые — положение барьера вблизи контакта сток

ги и овалы, представленные на результатах сканирования, хотя и являются геометрическим местом точек, на котором сохраняется величина емкости между зондом и сегментом нанопроволоки, но не являются результатом наличия кулоновской блокады в сегментах, поскольку их форма существенным образом зависит от величины приложенного магнитного поля, см. рис. 4*ж–м*. Данные круги и овалы являются результатом изменения прозрачности барьеров

или, возможно, изменения плотности состояний на уровне Ферми [2].

Результаты сканирования с применением техники SGM при напряжении на нижнем затворе вблизи  $V_{BG} = -1.0$  В показаны на рис. 5. Какой-либо явно выделенный отклик от каждого из сегментов нанопроволоки отсутствует. Следует особенно отметить, что результаты сканирования практически не меняются при слабом изменении как затворного напряжения, так и магнитного поля, см. рис. 5а–з. Увеличение приложенного магнитного поля от  $B = 0.5$  до 2 Тл приводит к существенному изменению результатов сканирования (рис. 5и–м) аналогично экспериментальным данным, показанным на рис. 4.

Результаты сканирования с применением техники SGM при напряжении на нижнем затворе вблизи  $V_{BG} = 1.0$  В показаны на рис. 6. Как слабое увеличение напряжения на нижнем затворе, так и прикладывание магнитного поля порядка 0.1 Тл приводят к изменению результатов сканирования. Наименьший пространственный размер особенностей на результатах сканирования составляет 250–300 нм. Данный масштаб сравним с расстоянием между острием атомного-силового микроскопа и поверхностью  $\text{SiO}_2$ , что в свою очередь является пространственным разрешением методики в данном эксперименте [22]. Три хорошо заметных минимума в сопротивлении отмечены стрелками на рис. 6в. Как было отмечено ранее, характерное расстояние между потенциальными барьерами, которые формируют квантовую точку при  $V_{BG} = -3$  В, составляет примерно 250 нм, т.е. данные барьеры не могут быть разрешены отдельно в результате сканирования. Таким образом, обнаруженные минимумы в сопротивлении соответствуют потенциальному барьеру вблизи контакта «исток», двойному потенциальному барьеру, формирующему квантовую точку, и потенциальному барьеру вблизи контакта «сток». Местоположение всех минимумов оказывается постоянным при изменении напряжения на нижнем затворе (рис. 6а–е). Двойной барьер в центре нанопроволоки прекрасно виден на результатах сканирования при  $B = 2$  Тл, см. рис. 6м. Таким образом, результаты сканирования техникой SGM, показанные на рис. 6, дополнительно подтверждают местоположение квантовой точки, определенное ранее из экспериментальных данных, показанных на рис. 4.

Результаты сканирования с применением техники SGM при напряжениях на нижнем затворе вблизи  $V_{BG} = 4.0$  и 10 В показаны на рис. 7 и 8. Данные экспериментальные результаты демонстрируют как особенности, связанные с универсальными флукту-

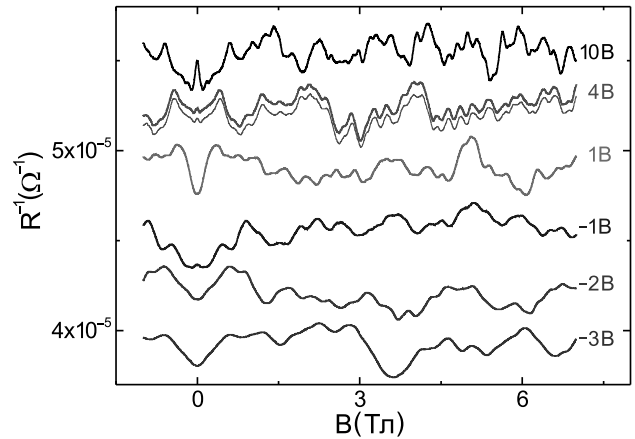


Рис. 9. (В цвете онлайн) Зависимость магнитопроводимости ( $R^{-1}$ ) от магнитного поля, измеренная в диапазоне от  $-1$  Тл до 7 Тл при различных напряжениях на нижнем затворе, как указано на рисунке. Тонкой красной линией представлены данные, измеренные при  $V_{BG} = 4$  В при уменьшении магнитного поля от 7 до  $-1$  Тл. Все остальные измерения были проведены при развороте поля от  $-1$  к 7 Тл

ациями проводимости, которые меняют свое положение при изменении затворного напряжения и магнитного поля, так и некоторый вклад от потенциальных барьеров, которые уже почти полностью открыты при  $V_{BG} = 4$  В (рис. 7и) и  $V_{BG} = 10$  В (рис. 8а). Остаточное влияние практически открытых потенциальных барьеров было обнаружено ранее в нанопроволоках InN [3].

На рис. 9 представлены зависимости проводимости образца ( $R^{-1}$ ) от магнитного поля, измеренные при следующих напряжениях на нижнем затворе:  $V_{BG} = -3, -2, -1, 1, 4, 10$  В.

Все кривые, кроме зависимости, измеренной при  $V_{BG} = 10$  В, смещены. Нерегулярные воспроизводимые особенности на полученных экспериментальных данных являются проявлением универсальных флуктуаций проводимости. Пик в проводимости в малых полях при  $V_{BG} = 10$  В — проявление слабой антилокализационной квантовой поправки из-за спин-орбитального взаимодействия в InAs. Данный пик переходит в провал в проводимости (слаболокализационная квантовая поправка) при понижении концентрации носителей. Данная особенность является типичной для нанопроволок InAs и была подробно исследована ранее в работах [23–30].

Спектры универсальных флуктуаций проводимости, которые получены из экспериментальных данных рис. 9, показаны на рис. 10.

На верхней панели рис. 10 представлен набор спектров УФП зависимости  $R^{-1}(B)$ , измеренных

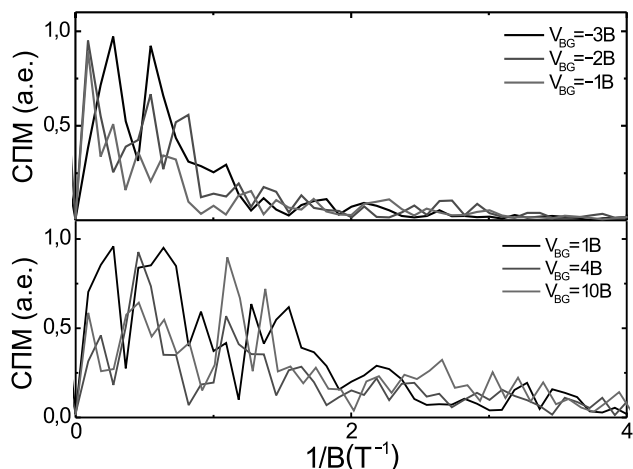


Рис. 10. (В цвете онлайн) Верхняя панель — спектральная плотность мощности флуктуаций магнитопроводимости, измеренная при  $V_{BG} = -3, -2$  и  $-1$  В, см. рис. 9. Нижняя панель — спектральная плотность мощности флуктуаций магнитопроводимости, измеренная при  $V_{BG} = 1, 4$  и  $10$  В, см. рис. 9. Существенное сужение спектра при  $1/B > 1 \text{ Тл}^{-1}$  отчетливо видно на верхней панели

при  $V_{BG} = -3, -2$  и  $-1$  В, а на нижней — при  $V_{BG} = 1, 4$  и  $10$  В. Прекрасно видно существенное подавление спектра при  $1/B > 1 \text{ Тл}^{-1}$  для спектров, показанных на верхней панели рис. 10.

Зависимости нормированного коррелятора  $F(\Delta B)/F(0)$ , посчитанного для зависимостей  $R^{-1}(B)$ , полученных при  $V_{BG} = -3, -2, -1, 1, 4$  и  $10$  В, показаны на рис. 11.

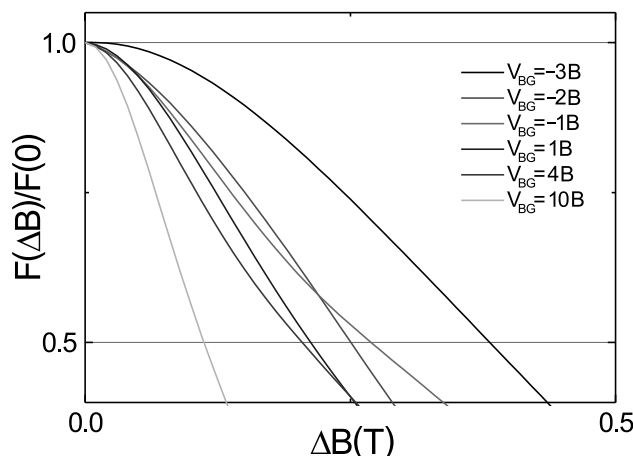


Рис. 11. (В цвете онлайн) Нормированные зависимости корреляционной функции  $F(\Delta B)/F(0)$ , посчитанной с использованием измеренных данных магнитопроводимости, представленных на рис. 9, для шести различных значений напряжения на нижнем затворе

Наименьшее значение корреляционного магнитного поля  $B_c = 0.11 \text{ Тл}$ , которое получается из экспериментальных данных, измеренных при  $V_{BG} = 10 \text{ В}$ , и можно получить соответствующую длину сбоя фазы электрона  $l_\phi = 200 \text{ нм}$ . Данная величина лежит в области значений  $l_\phi$  от 200 до 500 нм, полученных в нанопроволоках InAs ранее [23–30]. Существенное увеличение  $l_\phi$  при более высоких концентрациях носителей также ранее наблюдалось в работах [23–25]. При вычислении коррелятора  $F(\Delta B)/F(0)$  были использованы данные  $R^{-1}(V_{BG})$  в диапазоне от  $B = 0.65$  до  $7.0 \text{ Тл}$ , чтобы исключить влияние квантовых поправок к проводимости в области малых магнитных полей.

Зависимости изменения коррелятора  $\Delta F(\Delta B) = F(\Delta B) - F(0)$  в двойном логарифмическом масштабе для  $V_{BG} = -3, -2, -1, 1, 4$  и  $10 \text{ В}$  показаны на рис. 12.

Две прямые линии демонстрируют наклоны зависимости  $\Delta B^\gamma$  для двух значений степени  $\gamma = 1.5$  (красная линия) и  $\gamma = 2.0$  (черная линия).

Зависимости нормированного дифференциального сопротивления  $(dV/dI)/(dV/dI(0))$  от величины измерительного тока, полученные при  $V_{BG} = -3, -2, -1$  и  $1 \text{ В}$ , представлены на рис. 13.

Точки на кривых отмечают величины тока, при которых  $eV_{SD} = k_B T$ . Отчетливо нелинейное поведение полученных зависимостей наблюдается только при  $V_{BG} = -3$  и  $-2 \text{ В}$ . Эксперимент был выполнен при  $B = 0.65 \text{ Тл}$  для того, чтобы исключить влияние квантовых поправок.

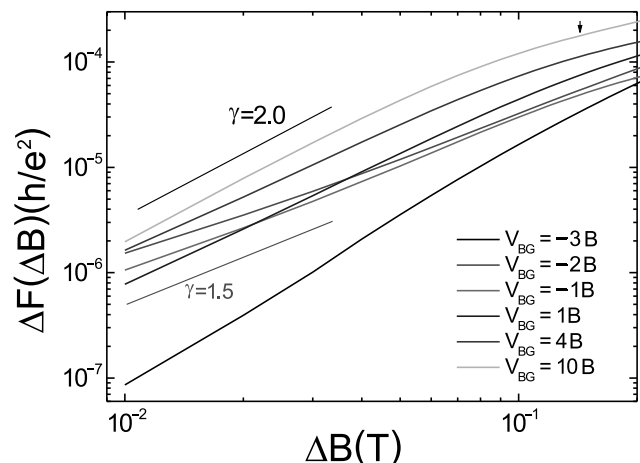
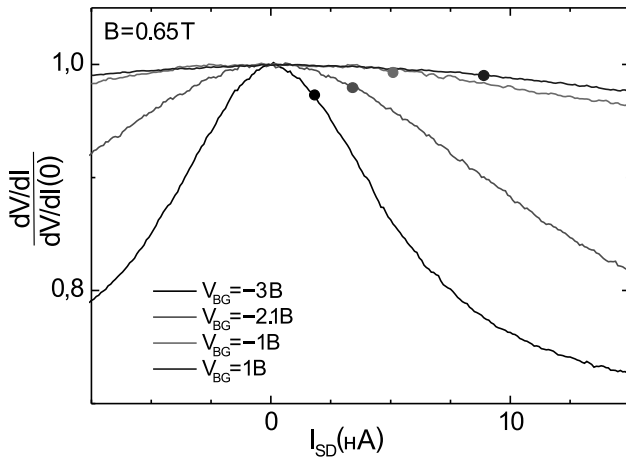


Рис. 12. (В цвете онлайн) Изменение корреляционной функции при шести различных напряжениях на нижнем затворе. Красная и черная прямые соответствуют двум значениям степени  $\gamma = 1.5$  и  $2.0$ . Стрелка отмечает значение  $B_c$  для  $V_{BG} = 10 \text{ В}$





**Рис. 13.** (В цвете онлайн) *a*) Нормированное дифференциальное сопротивление  $(dV/dI)/(dV/dI(0))$  как функция тока ( $I_{SD}$ ), измеренная при  $V_{BG} = -3, -2, -1$  и  $1$  В. Точки на каждой из кривой отмечают величину тока, при котором  $eU_{SD} = k_B T$ . Измерения проведены в магнитном поле  $B = 0.65$  Тл

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Переход от кулоновской блокады к резонансам Фабри – Перо по мере увеличения концентрации носителей в одномерных и квазиодномерных баллистических системах было подробно исследовано в работах [31, 32]. Для случая неоднородных диффузных систем ситуация оказывается существенно более сложная. Представленные в данной работе экспериментальные результаты позволяют проследить различные режимы электронного транспорта в такой системе, обращая внимание на различные особенности экспериментальных данных, измеренных в магнитотранспорте в сочетании с данными, полученными методикой SGM.

Допированные InAs нанопроволоки были выбраны для данного эксперимента, поскольку они обладают достаточно однородной плотностью протекания тока [15]. Таким образом, какое-либо влияние, связанное с цилиндричностью электронной системы нанопроволоки [33], должно быть существенным образом подавлено.

Как было отмечено ранее, зависимость  $R^{-1}(V_{BG})$  (рис. 2) и данные, полученные техникой SGM при  $V_{BG} = -3$  В (рис. 3), позволяют определить местоположение и размер квантовой точки, которая сформирована в центре нанопроволоки. Величина  $B_c$ , полученная из экспериментальных результатов, представленных на рис. 11, подтверждает, что основную роль в формировании УФП играют петли с малой площадью ( $90 \times 50$  нм<sup>2</sup>) [34]. Электронный транспорт

при данном напряжении на нижнем затворе нелинеен, см. рис. 13.

Нанопроволоки InAs, в которых присутствуют слабые связи (или есть флуктуации поверхностного потенциала), разбиваются на квантовые точки, которые могут демонстрировать эффект кулоновской блокады при понижении концентрации носителей в системе. Данное поведение достаточно подробно было исследовано в работах [18, 35, 36]. В том случае, когда в нанопроволоке образуется более одной квантовой точки с кулоновской блокадой, соответствующая структура даймондов оказывается достаточно сложной для правильной интерпретации полученных результатов. Однако, как было продемонстрировано в работе [35], в случае двух квантовых точек применение заряженного острья атомно-силового микроскопа позволяет провести корректную интерпретацию полученных экспериментальных данных и показать, с какой именно квантовой точкой связана конкретная лестница измеренных даймондов.

Следует отметить, что полученные на рис. 3 экспериментальные данные не могут быть объяснены модуляцией прозрачности барьеров в приконтактных областях. В самом деле, некоторое изменение в проводимости образца из-за означенного выше эффекта может наблюдаться, например, в нанопроволоках InN [3]. В этой работе было продемонстрировано, что близко расположенное острие атомно-силового микроскопа может менять прозрачность потенциальных барьеров на интерфейсах металл–полупроводник. Однако результат сканирования методикой SGM должен будет привести к двум сериям кругов или овалов с центрами, расположенными над потенциальными барьерами, что существенным образом отличается от экспериментальных результатов, представленных на рис. 3, на котором центр концентрических овалов расположен вблизи центра нанопроволоки, т. е. на существенном отдалении от контактных площадок и соответствующих интерфейсов.

Повышая концентрацию носителей в системе, т. е. увеличивая напряжение на нижнем затворе до  $V_{BG} = -2$  В, удается перевести систему в режим нелинейного резонансного транспорта (см. рис. 13). В данном режиме наиболее сильные резонансные рассеиватели определяют три сегмента нанопроволоки, см. рис. 4. В данном транспортном режиме результаты сканирования техникой SGM слабо зависят как от небольшого изменения напряжения на затворе (возникает новый масштаб энергии порядка 100 мВ), так и от приложенного внешнего магнит-

ного поля. В формировании УФП основной вклад вносят петли малой площади, см. рис. 11.

Дальнейшее увеличение концентрации носителей ( $V_{BG} = -1$  В) приводит к уменьшению роли резонансных рассеивателей. Транспорт становится линейным, см. рис. 13. Данные, полученные техникой SGM, уже не позволяют определить число сегментов, на которые разбита нанопроволока. Следует также отметить, что несмотря на уменьшившееся влияние резонансных рассеивателей в системе все еще присутствует новый масштаб энергии порядка 100 мВ, а результаты сканирования техникой SGM, так же как и при  $V_{BG} = -2$  В, слабо зависят от изменения напряжения на нижнем затворе и приложенного внешнего магнитного поля, см. рис. 5. В формирование УФП основной вклад продолжают вносить петли малой площади, т. е. сегменты с характерной длиной 50–100 нм. Как было указано выше, пространственное разрешение методики SGM в представленном эксперименте составляет 250–300 нм, т. е. визуализировать каждый отдельный резонансный рассеиватель не представляется возможным.

При напряжении на нижнем затворе  $V_{BG} = 1$  В происходит существенное изменение в результатах сканирования техникой SGM, см. рис. 6. Результаты сканирования оказываются чувствительны как к слабому изменению затворного напряжения (10 мВ), так и к изменению внешнего магнитного поля на 0.1 Тл. Данное поведение электронной системы было обнаружено ранее в недопированных нанопроволоках InAs [37], оно может быть идентифицировано как режим практически однородного диффузного транспорта с существенно подавленной ролью резонансных рассеивателей. Кроме того, спектр УФП при данном затворном напряжении оказывается существенно более широким, см. рис. 10, нижний график. Расширение спектра УФП можно рассматривать в качестве дополнительного индикатора совершенного перехода от линейного резонансного режима (см. рис. 13) в режим практически однородного диффузного транспорта.

Дальнейшее увеличение напряжения на нижнем затворе приводит к еще более однородному режиму транспорта согласно экспериментальным данным, представленным на рис. 7 и 8, при этом спектр УФП существенно расширяется в область высоких частот (рис. 10, нижняя панель). При  $V_{BG} = 10$  В поле корреляций  $B_c$  достигает величины, соответствующей длине сбоя фазы 200 нм. Важно отметить, что при изменении величины  $B_c$  менее, чем на 25%, при росте напряжения на нижнем затворе от  $V_{BG} = -2$  до 4 В скорость Ферми возрастает в два раза. Та-

кое искусственное завышение измеренной величины  $B_c$  означает существенную недооценку длины сбоя фазы из-за сильной сегментации проволоки при  $V_{BG} = -2$  и  $-1$  В и частичной сегментации при  $V_{BG} = 1$  и 4 В ( $\gamma(V_{BG} = 4$  В) = 1.71 < 2).

Слабо допированные проволоки InAs не являются оптимальными объектами для исследования поведения резонансных рассеивателей при помощи техники SGM из-за присутствия дополнительной волнистости, привносимой УФП, в результатах сканирования при  $V_{BG} \geq 1$  В. Нанопроволоки с существенно более высокой плотностью состояний, такие как InN, являются более предпочтительными объектами [3]. В этом случае наличие заряженного острия атомно-силового микроскопа не приводит к возникновению дополнительной волнистости из-за УФП, визуализируя только резонансные рассеиватели. Несмотря на это, данные, представленные на рис. 6–9, позволяют проследить изменение отклика резонансных блокирующих барьеров как при увеличении напряжения на нижнем затворе, так и при изменении внешнего магнитного поля, сконцентрировав внимание в основном на поведении центрального двойного барьера (отмеченного черной стрелкой на экспериментальных данных по сканированию) и барьера в приконтактной области стока (отмеченного зеленой стрелкой).

На рис. 6*в* все три основных барьера визуализированы и отмечены стрелками. Ключевая особенность резонансных рассеивателей заключается в том, что при их фиксированном положении приближение заряженного острия атомно-силового микроскопа может менять знак отклика как при изменении напряжения на нижнем затворе ( $E_F$ ), так и при изменении напряженности внешнего магнитного поля [3, 20]. Проследим обе эти особенности на примере экспериментальных данных, полученных с применением техники SGM.

Изменение знака отклика на приближение заряженного острия атомно-силового микроскопа показаны на рис. 6*в* и рис. 7*д*. В то время как при приближении острия сопротивление резонансного рассеивателя уменьшается при  $V_{BG} = 1$  В, оно растет при  $V_{BG} = 4$  В. Аналогичное изменение знака отклика при изменении магнитного поля представлены на рис. 7*л* и *м*. Экспериментальные данные были получены при напряжении на нижнем затворе  $V_{BG} = 4$  В и при  $B = 1$  и 2 Тл соответственно. На результатах сканирования отчетливо видно, что сопротивление барьера около стока растет при приближении острия при  $B = 1$  Тл и уменьшается при  $B = 2$  Тл. Поведение отклика центрального двойно-

го барьера точно противоположное, т. е. его сопротивление уменьшается при  $B = 1$  Тл и растет при  $B = 2$  Тл, см. рис. 7*л* и *м*. Изменение знака отклика резонансных барьеров происходит при характерном изменении магнитного поля порядка 1 Тл. Такое поведение согласуется с наблюдаемой стабильностью результатов сканирования с применением техники SGM, а именно, стабильностью получаемых результатов при слабом изменении величины внешнего магнитного поля при  $V_{BG} = -2.1$  и  $-1$  В, когда резонансные рассеиватели оказывают существенное влияние на электронный транспорт нанопроволоки.

Переход от линейного резонансного режима к диффузному, который характеризуется большей однородностью образца, происходит в области от  $V_{BG} = -1$  В до 1 В (она отмечена двумя стрелками на рис. 2). Как было отмечено выше, существенного изменения ни величины  $l_e$ , ни  $k_F l_e$  в данной области напряжений нижнего затвора не происходит. В связи с этим при очевидном наличии большего масштаба по энергии в области резонансного режима, поиск очевидного критерия перехода при использовании только данных  $R^{-1}(V_{BG})$  в настоящее время представляется достаточно интересной задачей. Однако такой переход прекрасно наблюдается в данных, полученных при помощи техники SGM. Существенное расширение спектра УФП в область более высоких частот может быть рассмотрен как дополнительный индикатор наблюдаемого перехода.

Наиболее существенная особенность в полученных экспериментальных результатах — нетривиальное поведение степени  $\gamma$  в выражении  $\Delta F(\Delta B) \propto \Delta B^\gamma$  в зависимости от напряжения на нижнем затворе, см. рис. 12. Величина данной степени оказывается равной  $\gamma = 2.1 \pm 0.1$  для режима кулоновской блокады. Далее при увеличении напряжения на нижнем затворе значение степени уменьшается до  $\gamma = 1.4$  в линейном и нелинейном резонансных режимах, см. таблицу. Таким образом, для режимов, в которых резонансные рассеиватели играют существенную роль, размерность фрактального движения зависимости  $R^{-1}(B)$  оказывается большей единицы ( $\text{Dim} = 2 - \gamma/2 = 1.3$ ) [8, 12]. Вопросы о причине, почему присутствует слабая зависимость степени  $\gamma$  в данных режимах, а также является ли найденная величина ( $\gamma = 1.4$ ) универсальной, в настоящее время остаются открытыми. При увеличении напряжения на нижнем затворе ( $V_{BG} \geq 1$  В), т. е. при уменьшении роли резонансных рассеивателей, значение  $\gamma$  увеличивается, достигая стандартного значения 2, см. таблицу.

**Таблица.** Зависимость  $B_c$  и  $\gamma$  от напряжения на нижнем затворе

$V_{BG}, \text{В}$	$B_c, \text{Тл}$	$\gamma$
-3	0.48	$2.10 \pm 0.1$
-2	0.25	$1.38 \pm 0.1$
-1	0.27	$1.42 \pm 0.1$
1	0.21	$1.78 \pm 0.1$
4	0.21	$1.71 \pm 0.1$
10	0.11	$1.90 \pm 0.1$

Согласно теоретической работе Альтшулера–Гефена–Каменева–Левитова (АГКЛ) при многочастичной локализации должно реализовываться три режима [38, 39]. Первый из них происходит, когда соответствующая энергия  $k_B T$  меньше, чем характерная энергия в квантовой точке  $E_{QD}$  ( $E_{QD}(V_{BG} = -3 \text{ В}) = e\Delta V_{BG} \sqrt{g/\ln(g)} \sim 10 \text{ мэВ}$ , в данном эксперименте это режим кулоновской блокады). В этом режиме одноэлектронные состояния похожи на истинные многоэлектронные. Нормированный кондактанс центральной квантовой точки при этом равен  $g = h/e^2 R_{QD} \sim 1$ . В промежуточном режиме  $k_B T < E_{Th,seg} \approx 1.7 \text{ мэВ}$  при  $V_{BG} = -1$  В состояния квазичастиц имеют вид фракталов и не являются эргодичными [38, 39]. При этом  $E_{Th,seg} = hD/l_{seg}^2$  — энергия Таулеса типичного сегмента проволоки, сформированного резонансными рассеивателями.

Фрактальная структура волновых функций и общее неэргодическое поведение системы в промежуточном состоянии, описанном АГКЛ, может быть рассмотрена в качестве некоторой аналогии с резонансными режимами электронного транспорта с фрактальным поведением зависимости  $R^{-1}(B)$  в данном эксперименте. Следует отметить, что длина волнового вектора  $\lambda_F \simeq 37 \text{ нм}$  при  $V_{BG} = -1$  В, это означает, что число каналов в системе  $N_{channel} \simeq \pi d_{wire}^2 / \lambda_F^2 \simeq 24$ , а длина локализации  $l_{loc} \simeq N_{channel} l_e \simeq 240 \text{ нм}$ . Данная величина сравнима с  $l_{seg}$  и длиной сбоя фазы при  $V_{BG} = -1$  В:

$$l_\phi(V_{BG} = -1 \text{ В}) \simeq \frac{k_F l_e(V_{BG} = -1 \text{ В})}{(k_F l_e(V_{BG} = 10 \text{ В}))^{0.5}} \cdot 200 \text{ нм} \approx 120 \text{ нм},$$

см. рис. 2, правая вставка, в случае, если время сбоя фазы слабо зависит от затворного напряжения в данной области  $V_{BG}$ . Таким образом, локализация в каждом отдельном сегменте оказывается возможной ( $l_\phi(V_{BG} = -1 \text{ В}) \sim l_{loc}$ ). При даль-

нейшем увеличении концентрации носителей, когда  $k_B T$  становится самым большим масштабом энергии ( $k_B T > E_{Th,wire} \sim 3$  мкэВ), устанавливается стандартное экспоненциальное затухание квазичастиц,  $E_{Th,wire}$  — энергия Таулеса всей нанопроволоки. Этот режим соответствует однородному диффузному режиму в данной работе.

Таким образом, как и в теории, предложенной АГКЛ, в данном эксперименте присутствует особый режим с нетривиальным поведением волновой функции носителей и фрактальным броуновским поведением кривой магнитопроводимости, который находится между режимом кулоновской блокады и режимом однородного диффузного транспорта. Разберем данный резонансный транспортный режим, в котором резонансные рассеиватели играют доминирующую роль в нанопроволоке InAs, более детально, фокусируя основное внимание на устойчивости результатов сканирования относительно слабого изменения магнитного поля, а также возможной причине уменьшения значения величины степени  $\gamma < 2$ .

Устойчивость результатов сканирования с применением техники SGM относительно слабых изменений внешнего магнитного поля, см. рис. 4 и 5, может быть качественно объяснена тем, что электрон в нанопроволоке может замечать площадь, существенно меньшую, чем  $S_{diff} = d_{wire} l_\phi$ . Такая ситуация реализуется, если электрон заблокирован между двумя резонансными рассеивателями (с характерным расстоянием между ними  $l_{seg}$ ) с прозрачностью соответствующих барьеров  $h/\tau_{rs} < h/\tau_\phi$ , в данном случае  $\tau_\phi$  — время потери фазы электроном. Если  $l_{seg} < l_\phi$ , то соответствующая величина характерного внешнего магнитного поля, при которой результат сканирования существенным образом изменится, вырастает до величины  $B_C^* = \Phi_0/(d_{wire} l_{seg}) > \Phi_0/(d_{wire} l_\phi)$ . Этот новый масштаб по магнитному полю ( $B_C^*$ ) для исследуемой нанопроволоки составляет порядка 1 Тл и остается практически неизменным для блокирующих барьеров вплоть до  $V_{BG} = 4$  В, см. рис. 7л и м.

Прозрачность резонансных барьеров, которая зависит как от энергии Ферми, так и от внешнего магнитного поля, приводит еще к одной важной особенности в магнитотранспорте в резонансных режимах. Отметим, что в случае диффузного транспорта электрон теряет свою фазу при заметании площади  $S_{diff} = d_{wire} l_\phi$ . Величина данной площади не зависит от магнитного поля. В случае режима кулоновской блокады, если характерный размер квантовой точки ( $l_{dot}$ ) меньше, чем  $l_\phi$ , площадь, на которой заблокирован электрон, составля-

ет  $S_{Coulomb} = d_{wire} l_{dot}$ . Эта величина также не зависит от приложенного внешнего магнитного поля. Если резонансные рассеиватели играют существенную роль в электронном транспорте, ситуация становится существенно отличной как от режима кулоновской блокады, так и от режима однородного диффузного транспорта. Из-за зависимости прозрачности барьеров от внешнего магнитного поля площадь, которую замечает электрон, становится функцией внешнего магнитного поля,  $d_{wire} l_{seg} = S_{seg}(B)$ . Возможно, что изменение площади, замечаемой электроном, от внешнего магнитного поля может приводить к уменьшению значения степени, т. е. величина  $\gamma$  оказывается меньше 2. При увеличении напряжения на нижнем затворе влияние резонансных рассеивателей уменьшается и величина  $S_{seg}(B)$  становится равной  $S_{diff}$  и перестает зависеть от магнитного поля. Аналогично, при уменьшении  $V_{BG}$  значение величины  $S_{seg}(B)$  уменьшается до  $S_{Coulomb}$  и опять перестает зависеть от  $B$ . В результате величина  $\gamma$  возвращается к своему стандартному значению, равному 2 в обоих случаях.

Следует отметить, что исключить возможность перехода от режима кулоновской блокады непосредственно в режим однородного диффузного транспорта не представляется возможным. Однако в данной работе показан переход с промежуточными режимами транспорта, демонстрирующими как особенности в результатах сканирования техникой SGM, так и нетривиальное поведение зависимости  $R^{-1}(B)$  с размерностью броуновского поведения  $\text{Dim} > 1$ .

Существует достаточно большое число теоретических работ, которые указывают на возможную роль квазилокализованных состояний из-за присутствия резонансных рассеивателей для возникновения фрактального броуновского поведения зависимости  $R^{-1}(B)$  в *промежуточном режиме* [40–42]. Однако до настоящего момента не существовало экспериментальных данных, явно свидетельствующих о наличии таких состояний. В данной работе представлена как визуализация резонансных рассеивателей, полученная при помощи техники SGM, так и фрактальное броуновское поведение зависимости  $R^{-1}(B)$ , которое они вызывают.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Представлены экспериментальные результаты измерения магнитотранспорта в допированных нанопроволоках InAs в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа. Изменяя

концентрацию носителей в исследуемой системе, удалось осуществить последовательный переход от режима кулоновской блокады в нелинейный резонансный режим, затем в линейный резонансный режим и, наконец, в режим однородного диффузного транспорта. Фрактальное броуновское поведение кривой магнитопроводимости было обнаружено в нелинейном и линейном резонансных режимах. Представлены экспериментальные данные, которые свидетельствуют о наличии перехода от линейного резонансного режима к диффузному. Полученные экспериментальные данные находятся в общем согласии с теоретической работой АГКЛ.

**Благодарности.** Авторы благодарны Кристиану Блемерсу за изготовление образцов, а также Рафаэлю Каларко за выращивание нанопроволок.

**Финансирование.** Данная работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-22-00141), <https://rscf.ru/project/23-22-00141/>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1995).
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Conductors*, ed. by A. J. Efros and M. Pollack, Elsevier Sci., North-Holland (1985).
3. А. А. Жуков, К. Фольк, Т. Шеперс, ЖЭТФ **161**, 116 (2022) [A. A. Zhukov, Ch. Volk, and Th. Schäpers, JETP **134**, 95 (2022)].
4. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford Univ. Press, Oxford (1997).
5. B. L. Altshuler, Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41**, 530 (1985) [JETP Lett. **41**, 648 (1985)].
6. P. A. Lee, A. D. Stone, and H. Fukuyama, Phys. Rev. B **35**, 1039 (1987).
7. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. B **37**, 6544 (1988).
8. R. Ketzmerick, Phys. Rev. B **54**, 10841 (1996).
9. B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, San Francisco (1982).
10. M. Janssen, Int. J. Mod. Phys. B **08**, 943 (1994).
11. F. Evers and A. D. Mirlin, Rev. Mod. Phys. **80**, 1355 (2008).
12. H. Hegger, B. Huckestein, K. Hecker, M. Janssen, A. Freimuth, G. Reckziegel, and R. Tuzinski, Phys. Rev. Lett. **77**, 3885 (1996).
13. C. A. Marlow, R. P. Taylor, T. P. Martin, B. C. Scannell, H. Linke, M. S. Fairbanks, G. D. R. Hall, I. Shorubalko, L. Samuelson, T. M. Fromhold, C. V. Brown, B. Hackens, S. Faniel, C. Gustin, V. Bayot, X. Wallart, S. Bollaert, and A. Cappy, Phys. Rev. B **73**, 195318 (2006).
14. K. R. Amin, S. S. Ray, N. Pal et al., Commun. Phys. **1**, 1 (2018); <https://doi.org/10.1038/s42005-017-0001-4>.
15. S. Wirths, K. Weis, A. Winden, K. Sladek, Ch. Volk, S. Alagha, T. E. Weirich, M. von der Ahe, H. Hardtdegen, H. Lüth, N. Demarina, D. Grützmacher, and Th. Schäpers, J. Appl. Phys. **110**, 053709 (2011).
16. M. Akabori, K. Sladek, H. Hardtdegen, Th. Schäpers, and D. Grützmacher, J. Cryst. Growth **311**, 3813 (2009).
17. A. A. Zhukov, Instrum. Exp. Tech. **51**, 130 (2008).
18. K. Weis, St. Wirths, A. Winden, K. Sladek, H. Hardtdegen, H. Lüth, D. Grützmacher, and Th. Schäpers, Nanotechnology **25**, 135203 (2014).
19. O. Wunnicke, Appl. Phys. Lett. **89**, 083102 (2006).
20. V. F. Gantmakher, *Electrons and Disorder in Solids*, Oxford Univ. Press, Oxford (2005).
21. M. T. Woodside and P. L. McEuen, Science **296**, 1098 (2002).
22. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, J. Phys. Condens. Matter **26**, 165304 (2014).
23. A. C. Bleszynski, F. A. Zwanenburg, R. M. Westervelt, A. L. Roest, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, Nano Lett. **7**, 2559 (2005).
24. S. Dhara, H. S. Solanki, V. Singh, A. Narayanan, P. Chaudhari, M. Gokhale, A. Bhattacharya, and M. M. Deshmukh, Phys. Rev. B **79**, 121311(R) (2009).
25. P. Roulleau, T. Choi, S. Riedi, T. Heinzl, I. Shorubalko, T. Ihn, and K. Ensslin, Phys. Rev. B **81**, 155449 (2010).
26. Ch. Blömers, M. I. Lepsa, M. Luysberg, D. Grützmacher, H. Lüth, and Th. Schäpers, Nano Lett. **11**, 3550 (2011).
27. E. E. Boyd, K. Storm, L. Samuelson, and R. M. Westervelt, Nanotechnology **22**, 185201 (2011).
28. L. B. Wang, J. K. Guo, N. Kang, D. Pan, S. Li, D. Fan, J. Zhao, and H. Q. Xu, Appl. Phys. Lett. **106**, 173105 (2015).

29. K. Takase, Y. Ashikawa, G. Zhang, K. Tateno, and S. Sasaki, *Sci. Rep.* **7**, 930 (2017).
30. D. Liang, J. Du, and X. P. A. Gao, *Phys. Rev. B* **81**, 153304 (2010).
31. A. Makarovski, J. Liu, and G. Finkelstein, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 066801 (2007).
32. L. B. Wang, D. Pan, G. Y. Huang, J. Zhao, N. Kang, and H. Q. Xu, *Nanotechnology* **30**, 124001 (2019).
33. H. Lüth, Ch. Blömers, Th. Richter, J. Wensorra, S. Estévez Hernández, G. Petersen, M. Lepsa, Th. Schäpers, M. Marso, M. Indlekofer, R. Calarco, R. Demarina, and D. Grützmacher, *Phys. Stat. Sol. C* **7**, 386 (2010).
34. H. Haucke et al., *Phys. Rev. B* **41**, 12454 (1990).
35. A. A. Zhukov et al., *JETP* **115**, 1062 (2012).
36. A. A. Zhukov et al., *JETP* **116**, 138 (2013).
37. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, *J. Phys. Cond. Matt.* **26**, 165304 (2014).
38. B. L. Altshuler, Y. Gefen, A. Kamenev, and L. S. Levitov, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2803 (1997).
39. A. D. Mirlin and Y. V. Fyodorov, *Phys. Rev. B* **56**, 13393 (1997).
40. B. L. Altshuler, V. E. Kravtsov, and I. V. Lerner, *JETP Lett.* **45**, 199 (1987).
41. B. A. Muzykantskii and D. E. Khmel'nitskii, *Phys. Rev. B* **51**, 5480 (1995).
42. A. D. Mirlin, *JETP Lett.* **62**, 603 (1995).