

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КОГЕРЕНТНОГО МАГНИТОТРАНСПОРТА В НАНОПРОВОЛОКАХ $\text{InN}$ В ПРИСУТСТВИИ СКАНИРУЮЩЕГО ЗАТВОРА

А. А. Жуков<sup>a\*</sup>, К. Фольк<sup>b,c\*\*</sup>, Т. Шенерс<sup>b,c\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Peter Grünberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum Jülich  
52425, Jülich, Germany*

<sup>c</sup> *JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Forschungszentrum Jülich  
52425, Jülich, Germany*

Поступила в редакцию 29 июня 2021 г.,  
после переработки 14 сентября 2021 г.  
Принята к публикации 20 сентября 2021 г.

Проведены измерения магнитотранспорта в нанопроволоках  $\text{InN}$  в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа при температуре  $T = 4.2$  К. В нанопроволоках высокого качества визуализированы потенциальные барьеры на интерфейсах металл–нанопроволока. В нанопроволоке более низкого качества применение техники измерения сопротивления в присутствии сканирующего затвора позволило визуализировать неоднородности образца с пространственным разрешением порядка 200 нм. Подробно исследовано влияние приложенного магнитного поля на результат визуализации потенциальных барьеров. В нанопроволоках  $\text{InN}$  высокого качества были обнаружены осцилляции магнитосопротивления, исследована устойчивость данных осцилляций по отношению к локальному и нелокальному изменениям концентрации носителей. Исследуется и обсуждается влияние внешнего магнитного поля и концентрации носителей на результат визуализации резонансных рассеивателей.

DOI: 10.31857/S0044451022010102

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие на исследование магнитотранспорта в нанопроволоках  $\text{InN}$  было обращено достаточно пристальное внимание [1–12]. Данные нанопроволоки вызывают повышенный интерес из-за наличия в них сильного спин-орбитального взаимодействия [2, 3, 5–8], а также по причине необычной формы электронной системы в данных нанопроволоках [13]. Электронная система имеет форму практически пустого цилиндра, при этом максимум концентрации носителей расположен на расстоянии менее 10 нм под поверхностью нанопроволоки [13–19]. Такая геометрия электронной системы приводит к возникновению осцилляций проводимости при прикладывании магнитного по-

ля вдоль нанопроволоки [4, 9]. Эти осцилляции аналогичны обнаруженным ранее в металлических цилиндрических пленках [20] и многостенных углеродных нанотрубках [21]. Кроме того, в данных нанопроволоках подробно исследовались как температурная зависимость длины сбоя фазы [2, 3, 5, 6], так и отклик в магнитотранспорте на приложенное наклонное магнитное поле [3].

Измерение проводимости/сопротивления образца в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа (АСМ), выступающего в роли сканирующего затвора (scanning gate microscopy, SGM) — весьма эффективная методика для подробного исследования транспорта в системах с низкой размерностью [22–27]. В настоящее время существует только одна работа по экспериментальному исследованию транспорта в нанопроволоках  $\text{InN}$  при комнатной температуре с применением данной методики [28], а измерения при криогенных температурах отсутствуют.

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

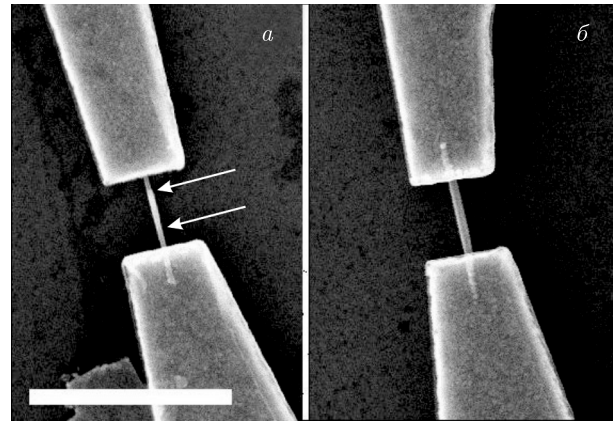
\*\* Ch. Volk, Th. Schäpers

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитотранспорта в нанопроволоках InN в присутствии проводящего острия АСМ, выполненные при температуре  $T = 4.2$  К. Продемонстрирована корреляция результатов измерения сопротивления нанопроводов с результатами сканирования, выполненного с применением методики АСМ. Визуализированы потенциальные барьеры типа Шоттки на интерфейсах металл–нанопроволока. Подробно исследовано влияние когерентного транспорта на результаты визуализации данных барьеров, проведено сравнение результатов измерений на нанопроволоке InN с аналогичными исследованиями в короткой нанопроволоке InAs. Продемонстрировано наличие осцилляций магнитосопротивления в нанопроволоках InN высокого качества с периодом осцилляций  $\Delta B = 0.25$  Тл. Исследована устойчивость данных осцилляций относительно как изменения концентрации носителей всей системы, так и локального изменения концентрации носителей, вызванного наличием проводящего острия АСМ. Представлены критерии идентификации и определения местоположения резонансных рассеивателей в нанопроволоках.

## 2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Были исследованы нанопроволоки InN различного диаметра, выращенные с применением плазменной молекулярно-лучевой эпитаксии [29, 30]. Проволоки выращивались на кремниевой подложке (111) при температуре  $475^\circ\text{C}$  в атмосфере, насыщенной азотом. Стандартная концентрация носителей составляет  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , данные были получены из экспериментов по фотолюминесценции. Более подробную информацию о технологии роста нанопроволок InN и их характеристиках можно найти в работах [29–31].

Для проведения транспортных измерений нанопроволок в присутствии заряженного острия АСМ на подложке из допированного кремния (100), покрытого оксидом кремния толщиной 100 нм, при помощи электронной литографии и последующего термического напыления золота были изготовлены контактные площадки и маркеры. Далее на подготовленную подложку была помещена капля ацетона со взвесью нанопроволок InN. После этого были изготовлены металлические (Ti/Au) контакты при помощи электронной литографии и термического напыления металлов в вакууме. Диаметр нанопрово-



**Рис. 1.** Изображения образцов I (a) и II (б), полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа. Длина горизонтального прямоугольника на рис. a соответствует 1.5 мкм, а границы области, в которой присутствуют неоднородности, отмечены двумя стрелками. Масштабы рис. a и б совпадают

локи образца I составляет примерно 50 нм, он не постоянен и несколько меняется вдоль нанопроволоки (рис. 1a). Неоднородный участок нанопроволоки, на котором наблюдается вариация ее диаметра, отмечен на рис. 1a двумя стрелками. Некоторое изменение диаметра нанопроволоки в процессе ее роста на кремниевой подложке может происходить из-за включений в нанопроволоку слоя аморфного SiN [32]. Образец II представляет собой две параллельно соединенные нанопроволоки InN. Диаметр каждой нанопроволоки составляет 40 нм. Какое-либо изменение диаметра вдоль нанопроволок не обнаружено. Расстояние между контактами  $L = 520$  нм для образца I и  $L = 540$  нм для образца II.

Все измерения были проведены при температуре  $T = 4.2$  К. Проводящее вольфрамовое острие АСМ использовалось в качестве подвижного затвора [33]. Все измерения магнитотранспорта в присутствии проводящего острия были проведены при заземленном острие ( $V_t = 0$  В) и постоянном поданном напряжении на нижний затвор ( $V_{BG}$ ). Острие АСМ было заземлено с целью исключения какой-либо возможности повреждения исследуемой наноструктуры. Сопротивление нанопроволок во время сканирования измерялось по двухточечной схеме. Была использована стандартная схема с синхронным усилителем, частота измерения 231 Гц, измерительный ток  $I_{AC} = 50$  нА. Падение напряжения на образце измерялось дифференциальным предусилителем. Расстояние от острия до поверхности оксида кремния составило  $h_{tip} = 200$  нм. Магнитное поле бы-

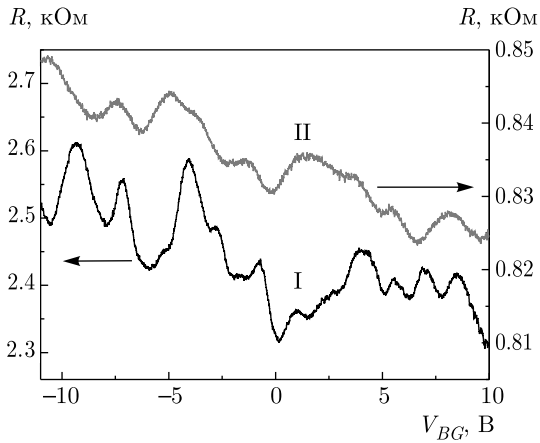


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимости сопротивления образцов I и II от напряжения на нижнем затворе

ло приложено перпендикулярно поверхности оксида кремния и оси нанопроволок.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При нулевом напряжении на нижнем затворе и температуре 4.2 К сопротивление образца I составляет  $R_I = 2.3$  кОм. Если из него исключить сопротивление контактов 250 Ом [2], то удельное сопротивление образца на единицу длины будет составлять 4.4 кОм/мкм. Если предположить, что электронная система нанопроволоки представляет собой двумерный электронный газ, то удельное сопротивление системы на квадрат для образца I равно 0.70 кОм/□. Сопротивление образца II при нулевом напряжении на нижнем затворе равно  $R_{II} = 0.84$  кОм. Если мы предположим, что обе проволоки одинаковы, то удельное сопротивление на единицу длины каждой из них равно 3.1 кОм/мкм, а удельное сопротивление на квадрат 0.39 кОм/□. Следует отметить, что сопротивление образца I примерно в два раза больше сопротивления образца II.

На рис. 2 показаны зависимости сопротивления образцов I (черная кривая) и II (красная кривая) в зависимости от напряжения на нижнем затворе ( $V_{BG}$ ). Достаточно слабая зависимость сопротивления образцов от  $V_{BG}$  обусловлена высокой концентрацией носителей в нанопроволоках InN [13, 18]. Немонотонное поведение сопротивления от напряжения на нижнем затворе вызвано интерференционными эффектами в нанопроволоке (универсальные флуктуации проводимости/сопротивления) [34–36], поскольку длина сбоя фазы  $l_\varphi$  в нанопроволоках InN

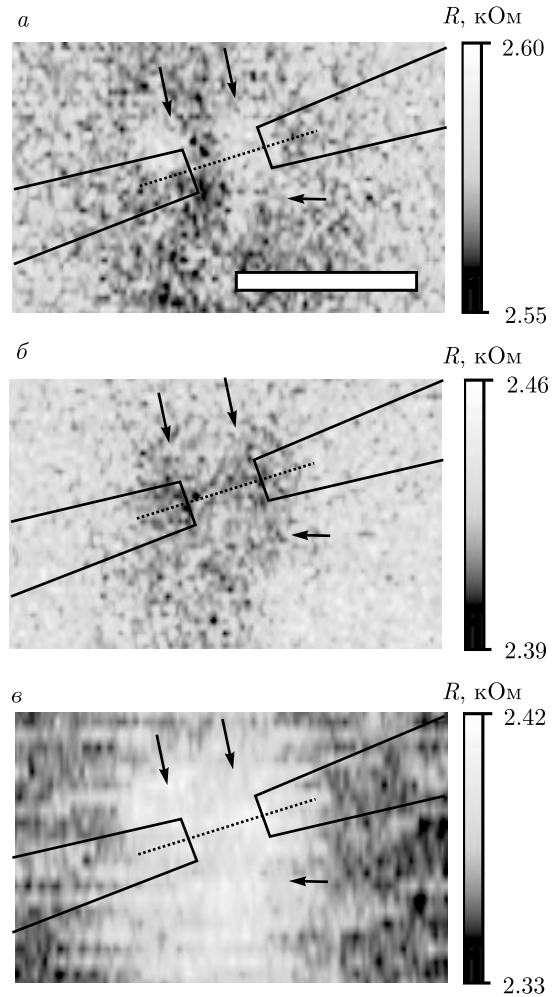
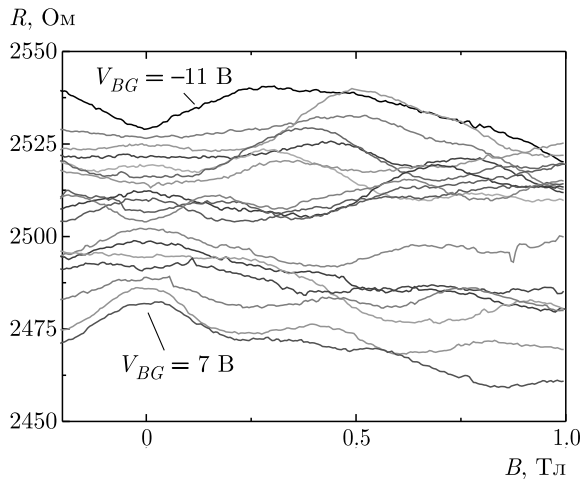


Рис. 3. Результаты измерения сопротивления образца I в присутствии проводящего острия АСМ при  $V_{BG} = -9.5$  В (а), 3.5 В (б), 9.5 В (в). Более светлый оттенок соответствует большему сопротивлению. Масштаб для измеренного сопротивления расположен справа от каждого рисунка. Черные прямые обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия соответствует оси нанопроволоки образца. Длина горизонтального белого прямоугольника на рис. а соответствует 1 мкм. Особенности большого масштаба отмечены стрелками, более подробно природа данных особенностей разобрана в тексте статьи

при температуре  $T = 4.2$  К составляет 200–300 нм [2, 3, 5–9], что сравнимо с расстоянием между контактами для обоих образцов (около половины микрометра).

На рис. 3 изображены результаты измерения сопротивления образца I в присутствии проводящего острия АСМ при напряжениях на нижнем затворе  $V_{BG} = -9.5, 3.5, 9.5$  В. На результатах сканирования представлены как крупномасштабные (порядка по-

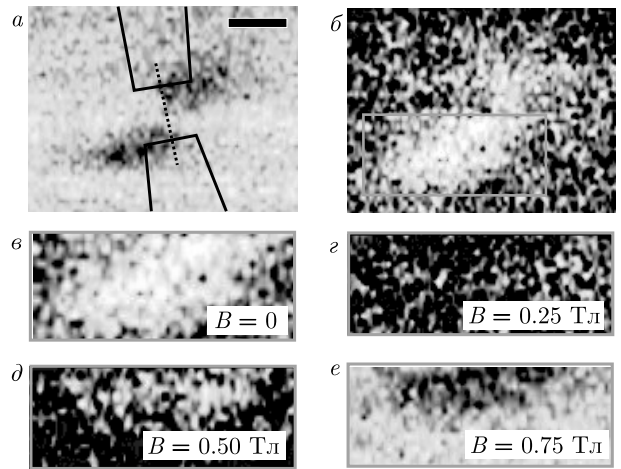


**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Результаты измерения магнитосопротивления образца I при различных напряжениях на нижнем затворе  $V_{BG}$  от  $-11$  до  $+7$  В с шагом 1 В. Кривые сопротивления для удобства смещены

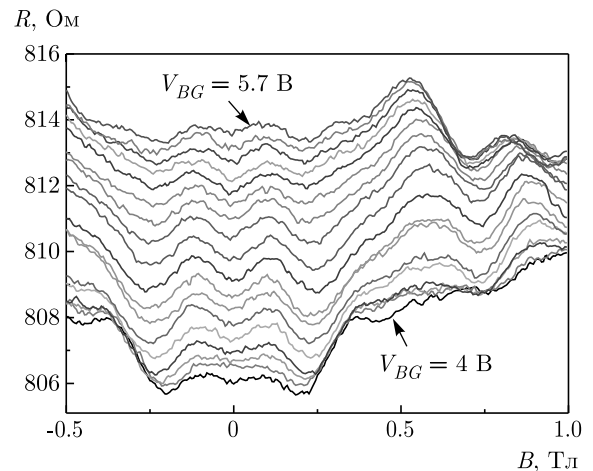
ловины микрометра) изменения сопротивления образца (вызванные частичным экранированием потенциала нижнего затвора проводящим острием и отмеченные стрелками), так и мелкая рябь, которая является невоспроизводимым шумом. Следует отметить, что местоположение особенностей, отмеченных стрелками, не меняется при изменении напряжения на нижнем затворе, хотя экранирование потенциала нижнего затвора острием может приводить как к некоторому увеличению, так и к уменьшению сопротивления образца.

Зависимости сопротивления образца I от приложенного магнитного поля в диапазоне от  $-0.25$  до  $1.0$  Тл при различных приложенных напряжениях  $V_{BG}$  на нижнем затворе (от  $-11$  до  $+7$  В с шагом 1 В) показаны на рис. 4. Наблюдаемые случайные изменения сопротивления являются универсальными флуктуациями проводимости/сопротивления, аналогичный результат был получен в работе [7].

На рис. 5 представлены результаты измерения сопротивления образца II в присутствии проводящего острия при двух различных напряжениях, приложенных к нижнему затвору, а именно,  $V_{BG} = -11$ ,  $+7$  В. Измерения были выполнены в нулевом внешнем магнитном поле. Области сканирования и масштабы рис. 5а и 5б совпадают. Рисунок 5б соответствует сегменту рис. 5а, отмеченному оранжевым прямоугольником. Рисунки 5г–5е — результаты сканирования, выполненные во внешнем магнитном по-

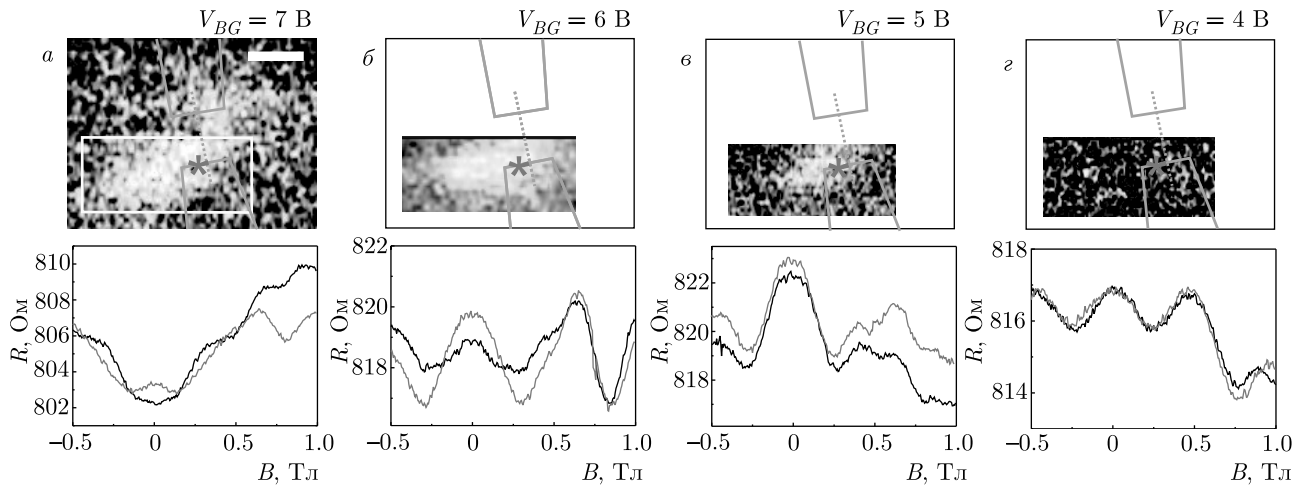


**Рис. 5.** (В цвете онлайн) а, б) Результаты измерения сопротивления образца II в присутствии проводящего острия АСМ соответственно при  $V_{BG} = -11$  В и  $V_{BG} = 7.0$  В и нулевом внешнем магнитном поле. Более светлый оттенок соответствует большему сопротивлению. Черные прямые на рис. а обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия соответствует оси нанопроволоки образца. Длина горизонтального черного прямоугольника на рис. а соответствует  $0.5$  мкм. в) Часть рис. б, отмеченная прямоугольником. г–е) Результаты сканирования области рис. в при различных значениях магнитного поля



**Рис. 6.** (В цвете онлайн) Результаты измерения магнитосопротивления образца II при различных напряжениях на нижнем затворе (от 4 В до 5.7 В с шагом 0.1 В). Измеренные кривые для удобства смещены

ле  $B = 0.25, 0.50, 0.75$  Тл. Области сканирования для рис. 5г–5е совпадают, приложенное на нижний затвор напряжение поддерживалось постоянным и составляло 7 В.



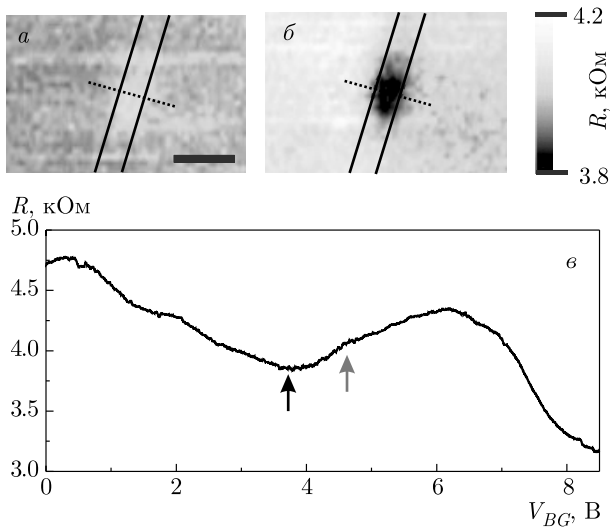
**Рис. 7.** (В цвете онлайн) Верхний ряд — результаты измерения сопротивления образца II в присутствии проводящего острья АСМ, измерения выполнены при различных напряжениях  $V_{BG}$  в нулевом магнитном поле. Более светлый оттенок соответствует большему сопротивлению. Оранжевые прямые на рис. *a* обозначают контуры металлических контактов, пунктирная линия соответствует оси нанопроволоки образца. Длина горизонтального белого прямоугольника на рис. *a* составляет 0.5 мкм. Положения острья непосредственно над интерфейсом металл–нанопроволока отмечены на рисунках звездочкой. Нижний ряд — результаты измерения магнитосопротивления образца II, выполненные при  $V_{BG} = 7, 6, 5, 4$  В, соответствуют результатам сканирования из верхнего ряда. Зависимости магнитотранспорта образца II измерены для положений острья вдали от интерфейса (черные кривые) и для положений, отмеченных звездочкой, т. е. над интерфейсом (красные кривые)

На рис. 6 представлена серия измерений сопротивления образца II во внешнем магнитном поле, плавно меняющемся от  $-0.5$  до  $1.0$  Тл. Напряжение на нижнем затворе было постоянным для каждой кривой, измерения были проведены для затворных напряжений от  $V_{BG} = 4.0$  В до  $V_{BG} = 5.7$  В с шагом  $0.1$  В. Кроме флуктуаций сопротивления на всех кривых отчетливо заметны осцилляции по магнитному полю с периодом  $\Delta B = 0.25$  Тл.

Для того чтобы более подробно изучить влияние проводящего острья АСМ на наблюдаемые осцилляции магнитосопротивления в образце II, дополнительные измерения магнитотранспорта были проведены при напряжениях на нижнем затворе  $V_{BG} = 7, 6, 5, 4$  В. Полученные экспериментальные данные показаны на рис. 7 (нижний ряд). Каждое измерение было выполнено при двух различных положениях острья, а именно, непосредственно над интерфейсом (это положение отмечено звездочкой на рис. 7 (верхний ряд)) и вдали от интерфейса, в правом нижнем углу области сканирования. Измерение сопротивления образца в присутствии проводящего острья АСМ было выполнено непосредственно перед измерением магнитотранспорта в нулевом внешнем магнитном поле. Красные кривые на рис. 7 соответствуют измерениям, выполненным с случае, когда

острие АСМ находилось над интерфейсом, а черные кривые — когда оно было в углу области сканирования. Некоторое расхождение в результатах измерения магнитотранспорта, представленных на рис. 6 и 7, возникло вследствие того, что кривые на рис. 7 были получены при повторном охлаждении образца. При этом местоположения флуктуаций сопротивления изменились, в то время как осцилляции в полевых зависимостях магнитосопротивления сохранились.

Для того чтобы лучше понять результаты измерений, выполненных на нанопроволоке InN, дополнительные измерения сопротивления были проведены на короткой нанопроволоке InAs. Расстояние между металлическими контактами в данном образце составляет 150 нм. Измерения сопротивления данного образца InAs в присутствии проводящего острья АСМ представлены на рис. 8. Измерения были выполнены при приложенных напряжениях на нижнем затворе  $V_{BG} = 3.7$  В (рис. 8*a*) и  $V_{BG} = 4.7$  В (рис. 8*b*). На рис. 8*b* показана зависимость сопротивления нанопроволоки InAs от напряжения на нижнем затворе. Важно отметить, что результат экранирования острием положительного потенциала, приложенного на нижний затвор, приводит к увеличению сопротивления образца при  $V_{BG} = 3.7$  В, а при  $V_{BG} = 4.7$  В — к его уменьшению.



**Рис. 8.** (В цвете онлайн) Результаты измерения сопротивления образца InAs в присутствии проводящего острия АСМ при  $V_{BG} = 3.7$  В (а) и  $V_{BG} = 4.7$  В (б). Более светлый оттенок соответствует большему сопротивлению. Прямые на рис. а и б обозначают контуры металлических контактов пунктирная линия соответствует оси нанопроволоки образца. Длина горизонтального черного прямоугольника на рис. а равна 0.3 мкм. Масштабы рис. а и б совпадают. Также приведена зависимость сопротивления образца InAs от напряжения, приложенного на нижний затвор (в). Значения напряжения на нижнем затворе, при которых были сделаны сканирования, отмечены двумя стрелками, черная — рис. а и красная — рис. б

Величина универсальных флуктуаций сопротивления, которые были измерены на образце InAs, составляют примерно 10%. Такая малая величина флуктуаций связана с тем, что длина термализации электронов в области под металлическими контактами составляет сотни нанометров [37]. Это приводит к тому, что эффективная длина нанопроволоки оказывается порядка микрометра.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для начала необходимо объяснить форму темных пятен на рис. 5а. Их форма не симметрична относительно вертикальной плоскости симметрии данного образца, проходящей точно между двумя нанопроволоками InN. Видно, что темное пятно наверху на рис. 5а смещено несколько вправо, а пятно на нижней части — влево. Такая характерная асимметрия была обнаружена ранее в работе [38], в которой исследовался транспорт в присутствии проводящего

острия АСМ в двух параллельно лежащих нанопроволоках InAs. Обнаруженная асимметрия связана с тем, что рядом лежащая проволока частично экранирует влияние проводящего острия. Это означает, что верхнее темное пятно на результате сканирования в основном визуализирует потенциальный барьер на интерфейсе правой нанопроволоки, а нижнее — левой. Таким образом, несмотря на то, что в используемой конфигурации острие АСМ находилось на высоте 200 нм над поверхностью оксида, что определяет пространственное разрешение (т.е. те же 200 нм), удалось определить отклик от отдельной нанопроволоки диаметром всего 40 нм.

В образце более высокого качества (образец II) были обнаружены осцилляции магнитосопротивления с периодом 0.25 Тл, см. рис. 6. Рисунок 7 демонстрирует влияние проводящего острия АСМ на устойчивость данных осцилляций к локальному изменению концентрации носителей в системе. Как было отмечено ранее, измерение магнитосопротивления были проведены при двух различных положениях острия АСМ, а именно, непосредственно над интерфейсом металл–нанопроволока и вдали от интерфейса. Помещение острия над интерфейсом приводит к изменению формы и позиций флуктуаций, при этом осцилляции магнитосопротивления или дополнительно маскируются, или же проявляются более ярко. Если острие не приводит к изменению сопротивления нанопроволоки (см. рис. 7з, верхний ряд), то измеренные зависимости магнитосопротивления практически совпадают с точностью до шума (см. рис. 7з, нижний ряд). Экспериментальные данные, представленные на рис. 7, являются хорошей иллюстрацией использования острия в качестве дополнительного рассеивателя, приводящего к перераспределению общей интерференционной картины носителей заряда, которая, в свою очередь, приводит к перераспределению флуктуаций сопротивления. Таким образом, перемещение проводящего острия АСМ приводит к практически тем же результатам, что и повторное охлаждение образца.

Перед тем как продолжить обсуждение экспериментальных результатов, полученных на нанопроволоках InN, следует более подробно остановиться на экспериментальных результатах, полученных на короткой (150 нм) нанопроволоке InAs, а именно, на связи производной сопротивления по напряжению на нижнем затворе ( $dR/dV_{BG}$ ) с влиянием острия на сопротивление нанопроволоки при сканировании (см. рис. 8а,б). Согласно рис. 3d–f из работы [39], типичный размер мелкой ряби, вызванной универсальными флуктуациями проводимости, составляет при-

мерно 200 нм, что соответствует пространственному разрешению установки и, соответственно, расстоянию от острия АСМ до поверхности оксида кремния. Это означает, что в случае исследуемой короткой нанопроволоки InAs острие будет действовать на всю нанопроволоку целиком, играя роль еще одного, в данном случае верхнего, затвора. Таким образом, образец представляет собой открытую квантовую точку с двумя контактами и двумя затворами, а именно, нижним затвором и острием АСМ в качестве верхнего. Потенциал нанопроволоки в этом случае равен

$$V_{wire} = \frac{V_{BG}c_{wire-BG} + V_{cont}c_{wire-cont} + V_t c(r_t)_{wire-t}}{c_{wire-BG} + c_{wire-cont} + c(r_t)_{wire-t}},$$

$c_{wire-BG}$ ,  $c_{wire-cont}$  и  $c(r_t)_{wire-t}$  — соответственно емкости между нанопроволокой и нижним затвором, нанопроволокой и контактами и нанопроволокой и острием АСМ, при этом  $c(r_t)_{wire-t} \ll \ll c_{wire-BG} \ll c_{wire-cont}$ . Величина  $c(r_t)_{wire-t}$  существенным образом зависит от положения острия ( $r_t$ ); если острие расположено далеко от нанопроволоки, то  $c(r_t)_{wire-t} = 0$ . Потенциал  $V_{cont}$  металлических контактов с точностью до  $k_B T$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана, можно считать равным нулю. Потенциал острия также может быть приравнен нулю, поскольку разность значений работ выхода вольфрама и InAs много меньше потенциала, приложенного к нижнему затвору, который составляет несколько вольт. Таким образом, потенциал нанопроволоки равен

$$V_{wire} = \frac{V_{BG}c_{wire-BG}}{c_{wire-BG} + c_{wire-cont} + c(r_t)_{wire-t}}.$$

Если  $V_{BG} > 0$ , то потенциал нанопроволоки  $V_{wire}$  несколько уменьшится ( $\Delta V_{wire} < 0$ ) при приближении острия АСМ к нанопроволоке. Величина  $dR/dV_{wire}$  имеет тот же знак, что и величина  $dR/dV_{BG}$ . Таким образом, сопротивление нанопроволоки увеличится при приближении острия, если  $dR/dV_{BG} > 0$ , и уменьшится, если  $dR/dV_{BG} < 0$ . Именно такое поведение и наблюдается в эксперименте, см. рис. 8. Заземленное проводящее острие АСМ увеличивает сопротивление нанопроволоки, когда  $dR/dV_{BG} < 0$  при  $V_{BG} = 3.7$  В, и уменьшается, когда  $dR/dV_{BG} > 0$  при  $V_{BG} = 4.7$  В.

Следует отметить, что в одномерных и квазиодномерных системах есть два вида упругих рассеивателей. Первый вид рассеивает носители тока в одном канале, тогда как второй вид — во всех каналах одновременно. Первый тип рассеивателей — точечные

короткодействующие дефекты, а второй тип — различные виды потенциальных барьеров, в том числе созданные искусственно [40]. Если образец достаточно однороден и роль резонансных рассеивателей ничтожна, то образец находится в стандартном диффузном режиме, если длина упругого рассеяния  $l_e$  много меньше размера образца.

Если образец сильно неоднороден, а прозрачность  $\Gamma$  барьеров сравнима или меньше  $k_B T$ , то влияние потенциальных барьеров на транспортные свойства системы высоко. Если принять во внимание размер изучаемых мезоскопических систем, то кулоновская энергия помещения дополнительного электрона в систему сравнима или даже превышает упомянутые выше энергии и система демонстрирует эффект кулоновской блокады [41]. Если потенциальные барьеры более прозрачны, то система будет находиться в режиме резонансного рассеивания с сильными проявлениями нелинейного электронного транспорта [42, 43].

Между стандартным однородным диффузным режимом и режимом с сильным резонансным рассеиванием находится еще один режим — линейный резонансный режим. В этом режиме резонансные рассеиватели не приводят к существенному проявлению нелинейного транспорта, однако надбарьерное отражение носителей нельзя не учитывать. Хорошим примером такой системы является образец II.

Осцилляции магнитосопротивления в образце II достаточно легко могут быть идентифицированы как осцилляции Альтшулера–Аронова–Спивака [20, 44, 45]. Данные осцилляции точно не являются осцилляциями Ааронова–Бома [46], поскольку в образце II транспорт диффузный. Периоду осцилляций  $\Delta B = 0.25$  Тл соответствует площадь половины кванта потока  $S = 8271$  нм<sup>2</sup>. Эта площадь находится в хорошем согласии с размером сечения электронной системы нанопроволоки 440 нм × 19 нм; в данном случае мы учли размеры зон обеднения (50 нм) для двух приконтактных интерфейсов. Ясное и четкое проявление данных осцилляций по магнитному полю обусловлено одновременным проявлением сразу нескольких факторов: во-первых, высоким качеством нанопроволок; во-вторых, цилиндрической формой электронной системы; в-третьих, присутствием потенциальных барьеров на интерфейсах; в-четвертых, наличием двух практически идентичных нанопроволок, соединенных параллельно, что привело к уменьшению флуктуаций в  $\sqrt{2}$  раз [8]. Высокое качество и однородность образца II, как и наличие потенциальных барьеров на двух интерфейсах, прекрасно подтверждено

экспериментально, см. рис. 5а. Таким образом, наличие осцилляций можно рассматривать как дополнительное доказательство цилиндрической формы электронной системы в нанопроволоках InN аналогично экспериментальным данным, представленным в работе [9], в которой магнитное поле прикладывалось параллельно оси нанопроволоки.

Очевидно, что в случае наличия осцилляций магнитосопротивления ( $\Delta B = 0.25$  Тл) стандартные процедуры по экспериментальному определению длины сбоя фазы  $l_\varphi$  из автокорреляционной функции [35]

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

или из полевой зависимости квантовой слаболокализационной поправки не применимы для образца II, где  $\delta R^{-1}(B) = R^{-1}(B) - \langle R^{-1}(B) \rangle$ . Перечисленные выше стандартные процедуры не применимы в случае, когда система находится в линейном резонансном режиме.

Таким образом, до применения стандартных процедур по извлечению длины сбоя фазы в исследуемом образце критически важно определить, не находится ли данный образец в линейном резонансном режиме, присутствуют ли резонансные рассеиватели и насколько существенна их роль в транспорте.

Определить наличие и местоположение резонансных рассеивателей в нанопроволоке [47] или нанотрубке [22] при комнатной температуре с пространственным разрешением 200 нм достаточно просто. Такая процедура оказывается возможной по причине малой величины длины сбоя фазы, т.е. транспорт локализован, и отдельные участки нанопроволоки или нанотрубки можно рассматривать как независимые [47]. На первый взгляд, при низких температурах мелкая рябь из-за флуктуаций сопротивления [39] должна маскировать вклад от резонансных рассеивателей, и задача определения наличия и местоположения резонансных рассеивателей при низких температурах выглядит неразрешимой. Для решения поставленной задачи следует более подробно рассмотреть экспериментальные результаты, полученные на образце II. Следует отметить, что универсальные флуктуации проводимости при сканировании острием АСМ обнаружены не были (см. рис. 5 и 7, мелкая рябь на данных рисунках — невоспроизводимый шум). Такой результат связан с высокой концентрацией носителей в нанопроволоках InN и малым значением  $|dR/dV_{BG}|$  для однородного образца. Таким образом, только два резонансных рассеивателя, а именно потенциальные барьеры на интерфейсах с высоким локальным значением  $|dR/dV_{BG}|$  и были визуализированы. Внешнее магнитное поле меняет знак производной  $dR/dV_{BG}$ , однако местоположение особенностей остается неизменным, см. рис. 5.

Следует отметить, что не только механизм электрон-электронного рассеяния в случае нелинейного транспорта [48, 49], но и помещение рассеивателя (заземленное проводящее острие АСМ), характерный размер которого порядка длины сбоя фазы, вблизи потенциального барьера может приводить к увеличению проводимости, см. рис. 5е.

Аналогично, светлые (рис. 3а и 3б) и темные (см. рис. 3б) пятна, отмеченные стрелками, показывают местоположения резонансных рассеивателей в образце I. Точно так же, как и в образце II, локальное значение величины  $dR/dV_{BG}$  меняет знак при изменении напряжения на нижнем затворе, однако местоположение особенностей не меняется. Местоположение особенностей не точно над осью нанопроволоки связано, видимо, с тем, что неоднородность присутствует не только вдоль проволоки, но и в поперечном сечении. Таким образом, потенциальные барьеры (которые являются резонансными рассеивателями), визуализированные в образце I, указывают на причину большего удельного сопротивления образца I (0.70 кОм/□) по сравнению с образцом II (0.39 кОм/□).

Наличие резонансных рассеивателей в образце I требует, строго говоря, доказательства применимости стандартных процедур извлечения длины сбоя фазы, даже если отсутствуют какие-либо явно выраженные осцилляции магнитосопротивления при  $T = 4.2$  К, см. рис. 4. С другой стороны, отсутствие резонансных рассеивателей в исследуемом образце может быть легко установлено при помощи сканирующей техники, используемой в данной работе.

## 5. ВЫВОДЫ

В работе представлены экспериментальные данные по измерению магнитотранспорта в нанопроволоках InN в присутствии проводящего острия АСМ при температуре жидкого гелия. Оценки качества нанопроволок InN, выполненные при помощи сканирующей методики, хорошо коррелируют с результатами стандартного измерения магнитотранспорта. Для образцов более высокого качества удалось визуализировать потенциальные барьеры на интерфейсах металл-нанопроволока. Показано влияние внешнего приложенного магнитного поля и концентрации носителей в системе на



результаты визуализации данных потенциальных барьеров. На образцах более высокого качества на зависимости сопротивления от магнитного поля были обнаружены осцилляции, которые являются дополнительным подтверждением цилиндрической формы электронной системы в нанопроволоках InN. Кроме того, представлены критерии идентификации и определения положения резонансных рассеивателей в одномерных и квазиодномерных системах.

**Благодарности.** Авторы выражают глубокую благодарность Кристиану Блёмерсу (Christian Blömers) и Рафаэлле Каларко (Raffaella Calarco) за изготовление исследуемых образцов.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках Государственного задания ИФТТ РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Calleja, J. Grandal, M. A. Sánchez-García, M. Niebelschütz, V. Cimalla, and O. Ambacher, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 262110 (2007).
2. Ch. Blömers, Th. Schäpers, T. Richter, R. Calarco, H. Lüth, and M. Marso, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 132101 (2008).
3. Ch. Blömers, Th. Schäpers, T. Richter, R. Calarco, H. Lüth, and M. Marso, *Phys. Rev. B* **77**, 201301(R) (2008).
4. Th. Richter, Ch. Blömers, H. Lüth, R. Calarco, M. Indlekofer, M. Marso, and Th. Schäpers, *Nano Lett.* **8**, 2834 (2008).
5. R. Frielinghaus, S. Estévez Hernández, R. Calarco, and Th. Schäpers, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 252107 (2009).
6. T. Richter, H. Lüth, Th. Schäpers, R. Meijers, K. Jeganathan, S. Estévez Hernández, R. Calarco, and M. Marso, *Nanotechnology* **20**, 405206 (2009).
7. G. Petersen, S. Estévez Hernández, R. Calarco, N. Demarina, and Th. Schäpers, *Phys. Rev. B* **80**, 125321 (2009).
8. S. Alagha, S. Estévez Hernández, Ch. Blömers, T. Stoica, R. Calarco, and Th. Schäpers, *J. Appl. Phys.* **108**, 113704 (2010).
9. H. Lüth, Ch. Blömers, Th. Richter, J. Wensorra, S. Estévez Hernández, G. Petersen, M. Lepsa, Th. Schäpers, M. Marso, M. Indlekofer, R. Calarco, N. Demarina, and D. Grützmacher, *Phys. Stat. Sol. (c)* **7**, 386 (2010).
10. S. Zhao, B. H. Le, D. P. Liu, X. D. Liu, M. G. Kibria, T. Szkopek, H. Guo, and Z. Mi, *Nano Lett.* **13**, 5509 (2013).
11. B. K. Barick, C. Rodríguez-Fernández, A. Cantarero, and S. Dhar, *AIP Adv.* **5**, 057162 (2015).
12. S. Zhao and Z. Mi, *Semicond. Semimet.* **96**, 267 (2017).
13. I. Mahboob, T. D. Veal, L. F. J. Piper, C. F. McConville, H. Lu, W. J. Schaff, J. Furthmüller, and F. Bechstedt, *Phys. Rev. B* **69**, 201307(R) (2004).
14. H. Lu, W. J. Schaff, L. F. Eastman, and C. E. Stutz, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 17368 (2003).
15. L. Colakerol, T. D. Veal, H.-K. Jeong, L. Plucinski, A. DeMasi, T. Learmonth, P.-A. Glans, Sh. Wang, Yu. Zhang, L. F. J. Piper, P. H. Jefferson, A. Fedorov, T.-Ch. Chen, T. D. Moustakas, C. F. McConville, and K. E. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237601 (2006).
16. C. G. Van de Walle and D. Segev, *J. Appl. Phys.* **101**, 081704 (2007).
17. S. Lazić, E. Gallardo, J. Calleja, F. Agulló-Rueda, J. Grandal, M. Sánchez-García, E. Calleja, E. Luna, and A. Trampert, *Phys. Rev. B* **76**, 205319 (2007).
18. P. D. C. King, T. D. Veal, P. H. Jefferson, S. A. Hatfield, L. F. J. Piper, C. F. McConville, F. Fuchs, J. Furthmüller, F. Bechstedt, H. Lu, and W. J. Schaff, *Phys. Rev. B* **77**, 045316 (2008).
19. J. Segura-Ruiz, N. Garro, A. Cantarero, C. Denker, J. Malindretos, and A. Rizzi, *Phys. Rev. B* **79**, 115305 (2009).
20. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин, *Письма В ЖЭТФ* **34**, 285 (1982) [*JETP Lett.* **34**, 272 (1982)].
21. A. Bachtold, Ch. Strunk, J.-P. Salvetat, J.-M. Bonnard, L. Forró, Th. Nussbaumer, and Ch. Schönenberger, *Nature* **397**, 673 (1999).
22. S. J. Tans and C. Dekker, *Nature* **404**, 834 (2000).
23. M. Bockrath, W. Liang, D. Bozovic, J. H. Hafner, Ch. M. Lieber, M. Tinkman, and H. Park, *Science* **291**, 283 (2001).
24. S. V. Kalinin, D. A. Bonnell, M. Freitag, and A. T. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 5219 (2002).
25. M. Freitag, A. T. Johnson, S. V. Kalinin, and D. A. Bonnell, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 216801 (2002).
26. M. T. Woodside and P. L. McEuen, *Science* **296**, 1098 (2002).

27. B. A. Braem, F. M. D. Pellegrino, A. Principi, M. Rosoli, S. Hennel, J. V. Koski, M. Berl, W. Dietsche, W. Wegscheider, M. Polini, Th. Ihn, and K. Ensslin, *Phys. Rev. B* **98**, 241304 (2018).
28. J. Liu, Z. Cai, and G. Koley, *J. Appl. Phys.* **106**, 124907 (2009).
29. T. Stoica, R. J. Meijers, R. Calarco, T. Richter, E. Sutter, and H. Lüth, *Nano Lett.* **6**, 1541 (2006).
30. R. Calarco and M. Marso, *Appl. Phys. A* **87**, 499 (2007).
31. R. Calarco, *Materials* **5**, 2137 (2012).
32. E. Calleja, J. Ristić, S. Fernández-Garrido, L. Cerutti, M. A. Sánchez-García, J. Grandal, A. Trampert, U. Jahn, G. Sánchez, A. Griol, and B. Sánchez, *Phys. Stat. Sol. (b)* **244**, 2816 (2007).
33. А. А. Жуков, ПТЭ № 1, 142 (2008) [*Instrum. Exp. Tech.* **51**, 130 (2008)].
34. Б. Л. Альтшулер, Письма в ЖЭТФ **41**, 530 (1985) [*JETP Lett.* **41**, 648 (1985)].
35. P. A. Lee, A. D. Stone, and H. Fukuyama, *Phys. Rev. B* **35**, 1039 (1987).
36. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford Univ. Press, Oxford (1997).
37. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 415302 (2019).
38. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, Письма в ЖЭТФ **101**, 703 (2015) [*JETP Lett.* **101**, 628 (2015)].
39. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 165304 (2014).
40. K. Nechay, A. Mereuta, C. Paranthoen, G. Brevalle, C. Levallois, M. Alouini, N. Chevalier, M. Perrin, G. Suruceanu, A. Caliman, M. Guina, and E. Kapon, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 171105 (2019).
41. S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge Univ. Press (1995).
42. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, ЖЭТФ **77**, 2028 (1979) [*Sov. Phys. JETP* **50**, 968 (1979)].
43. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).
44. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **33**, 101 (1981) [*JETP Lett.* **33**, 94 (1981)].
45. A. G. Aronov and Y. V. Sharvin, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 755 (1987).
46. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
47. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, *Physica E* **44**, 690 (2011).
48. M. P. Jura, M. Grobis, M. A. Topinka, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. B* **82**, 155328 (2010).
49. M. Yu. Melnikov, J. P. Kotthaus, V. Pellegrini, L. Sorba, G. Biasiol, and V. S. Khrapai, *Phys. Rev. B* **86**, 075425 (2012).